

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Марчук Александр Александрович

**ДИНАМИЧЕСКИЙ СТАТУС ГАЗОВЫХ ДИСКОВ  
СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ КРИТЕРИЯ  
ДВУХЖИДКОСТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ**

Специальность 01.03.02 —  
«Астрофизика и звездная астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Сотникова Наталья Яковлевна

Санкт-Петербург — 2018

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение . . . . .</b>	<b>4</b>
 <b>Глава 1. Восстановление эллипсоида скоростей в дисковых</b>	
<b>    галактиках . . . . .</b>	<b>17</b>
1.1 Введение . . . . .	17
1.2 Дисперсии скоростей звезд . . . . .	21
1.3 Метод . . . . .	22
1.4 Наблюдательные данные . . . . .	24
1.5 Проверка для NGC 1068 и результаты . . . . .	28
1.6 Решения «на краю»: NGC 2775 . . . . .	37
1.7 Галактики с большим углом наклона: NGC 338 . . . . .	38
1.8 Равномерно ли нагрет диск NGC 1167? . . . . .	44
1.9 Выводы к Главе 1 . . . . .	47
 <b>Глава 2. Гравитационная неустойчивость . . . . .</b>	<b>51</b>
2.1 Введение . . . . .	51
2.2 Двухжидкостная гравитационная неустойчивость. Теория . . . . .	55
2.2.1 Гидродинамическое приближение . . . . .	55
2.2.2 Кинетическое приближение . . . . .	57
2.2.3 Учет толщины . . . . .	57
2.3 Данные . . . . .	59
2.4 Методы . . . . .	63
2.4.1 Кинематика . . . . .	63
2.4.2 Распределение газа . . . . .	67
2.4.3 Массовая модель диска . . . . .	68
2.4.4 Индикаторы звездообразования . . . . .	70
2.4.5 Решение уравнений . . . . .	72
2.5 Результаты и обсуждение . . . . .	74
2.5.1 Результаты для 7 галактик . . . . .	74
2.5.2 Опорная (референсная) модель . . . . .	77
2.5.3 Ошибки . . . . .	79

	Стр.
2.5.4 Приближения для параметра $Q_{\text{eff}}$ . . . . .	85
2.5.5 Неосесимметричные возмущения . . . . .	87
2.6 Выводы к Главе 2 . . . . .	90
<b>Глава 3. Гравитационная неустойчивость в плоскости галактики</b>	
<b>NGC 628</b> . . . . .	92
3.1 Введение . . . . .	92
3.2 Поиск кандидатов для анализа . . . . .	94
3.3 Данные и метод . . . . .	96
3.4 Результаты . . . . .	103
3.4.1 Ошибки метода . . . . .	103
3.4.2 Сравнение с законами звездообразования . . . . .	107
3.4.3 Азимутальное усреднение и его последствия . . . . .	108
3.4.4 Поиск наилучшего согласия с наблюдениями . . . . .	112
3.5 Выводы к Главе 3 . . . . .	114
<b>Заключение</b> . . . . .	116
<b>Список литературы</b> . . . . .	119
<b>Приложение А. Описание галактик в Главе 1</b> . . . . .	135
<b>Приложение Б. Описание галактик в Главе 2</b> . . . . .	138

## Введение

Галактики являются сложными по структуре системами, в которых происходит множество процессов. Одна из самых протяженных подсистем галактик это газовые диски. При этом физическое состояние газовых дисков (плотность, температура, прозрачность) определяет темп крупномасштабного звездообразования. Указанная связь между состоянием газа и темпом звездообразования лежит в основе большинства моделей эволюции и формирования галактик.

Крупномасштабное звездообразование в галактиках детектируется по большому количеству молодых звезд высокой светимости. Показатели цвета таких галактик более голубые, в них наблюдается большое количество ярких областей ионизованного водорода HII, которые распознаются по излучению в спектральной линии H $\alpha$ . Современный средний темп звездообразования в нашей Галактике оценивается в  $3\text{--}5 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Эта величина сильно варьируется вдоль хаббловской последовательности: она меньше для галактик ранних типов и возрастает для галактик поздних типов.

Впервые механизм образования новых звезд в однородной газовой среде был объяснен Джинсом в классической работе 1902 года. Согласно схеме Джинса звезды рождаются в газовых облаках, коллапсирующих под действием гравитационной (джинсовской) неустойчивости. Джинсовский механизм запускается возмущениями, амплитуда которых зависит от времени и может для выделенных масс облаков нарастать экспоненциально. Джинсовская неустойчивость работает как в пределах отдельного газового облака, так и в пределах всей галактики.

Непосредственно из наблюдений многими авторами отмечалась связь между темпом крупномасштабного звездообразования и количеством газа в газовом галактическом диске. Очень долгое время темп крупномасштабного звездообразования описывался эмпирическим законом Шмидта, полученным им в 1959 году [1] в форме  $\frac{dM_s}{dt} \propto (\Sigma_g)^d$ , где  $M_s$  — масса звезд,  $\Sigma_g$  — поверхностная плотность газа,  $d \approx 2$ .

В 1965 году Голдрейх и Линден-Белл в работе [2] исследовали устойчивость галактического газового диска. Ими было найдено, что для простого осесимметричного диска критерий его устойчивости можно сформулировать в



форме  $Q > 1$ , где  $Q$  — безразмерный параметр, учитывающий вращение, температуру и плотность газового диска. Этот критерий называется одножидкостным или простым одножидкостным критерием. Кенникатт в работе 1989 года [3] исследовал закон Шмидта для большой выборки галактик. Для тех областей галактик, в которых газа много, он получил показатель степени  $d \approx 1.3$ . Однако гораздо более важным результатом была продемонстрированная связь между звездообразованием и неустойчивостью газового диска согласно критерию, предложенному в 1965 году. Было показано, что радиус области, где найденный эмпирический закон Шмидта выполняется и где наблюдается значительное звездообразование, совпадает с радиусом области, неустойчивой с точки зрения модифицированного одножидкостного критерия  $Q < 1.5$ . Кенникатт дал физическое обоснование такой модификации. Поскольку классический одножидкостный критерий применим только для осесимметричных возмущений, но в диске всегда присутствуют возмущения и других мод (неосесимметричные), диску нужно иметь большой запас прочности, чтобы оставаться устойчивым, то есть эмпирически полученная модификация исправляет одножидкостный критерий за возмущения других мод.

Таким образом, в работе [3] впервые на основе наблюдательных данных был физически обоснован механизм крупномасштабного звездообразования и объяснена связь темпа звездообразования с поверхностной плотностью газа. В последующем полученная пороговая связь между темпом звездообразования и гравитационной неустойчивостью газового диска неоднократно исследовалась и подтверждалась во многих работах [4].

Полученный в работе [3] критерий гравитационной неустойчивости хорошо работает для объяснения наблюдаемого звездообразования в центральных областях и для тех мест в галактике, где имеется большое количество межзвездного газа. Однако для примерно половины исследованных галактик в [4] простой одножидкостный критерий не может служить объяснением наблюдаемого на периферии и во внешних газовых кольцах крупномасштабного звездообразования через механизм гравитационной неустойчивости. Одна из причин этого заключается в том, что газовый диск должен рассматриваться совместно с звездным диском. В статье Джог и Соломона 1984 года [5] было продемонстрировано, как именно присутствие звездного диска может изменять динамическое состояние газового диска, делая его заметно менее устойчивым в некоторых случаях. Обновленный критерий гравитационной неустойчивости называется

двухжидкостным, поскольку для описания звездного диска в [5] использовались гидродинамические уравнения. В наиболее корректной форме с использованием бесстолкновительного уравнения Больцмана критерий был рассмотрен в работе Рафикова 2001 года [6] и там же были найдены решения.

Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию динамического статуса дисков в галактиках и его связи с звездообразованием, многие существенные детали процесса все еще не ясны. Так, нет согласия относительно исправления гравитационного критерия за неосесимметричные возмущения и относительно предсказательной силы критерия в целом. Причин этому несколько. Основная из них связана с отсутствием необходимых наблюдательных данных, сложностью их получения и замещением их не всегда обоснованными предположениями, а также вытекающим отсюда отсутствием корректной проверки моделей на примере реальных галактик. Данная работа посвящена исследованию и решению этих вопросов.

**Актуальность темы.** Для корректного анализа гравитационной неустойчивости важное значение имеет информация о дисперсии скоростей звезд в диске галактики, поскольку величина дисперсии скоростей в радиальном направлении определяет запас устойчивости диска относительно возмущений в его плоскости, а в вертикальном — толщину диска и степень его «динамического» разогрева в вертикальном направлении. К сожалению, прямым измерениям так называемый эллипсоид скоростей доступен только в непосредственной окрестности Солнца. Для внешних галактик его приходится восстанавливать косвенным образом из спектральных данных о звездах. Было предложено несколько методик восстановления через параметризацию профилей дисперсии скоростей [7, 8, 9, 10], с использованием уравнения асимметричного сдвига [11, 12], а также с помощью  $N$ -body моделирования и последующего построения маргинально устойчивых моделей дисков, наилучшим образом приближающих спектральные данные [13]. К сожалению, проведенный в этих работах анализ использует большое количество предположений, а иногда и вовсе является некорректным. Поэтому для правильного анализа динамического статуса диска необходимо дополнительное исследование возможности восстановления компонент эллипсоида скоростей в изучаемых галактиках. Данный вопрос обсуждается в Главе 1 диссертации.

Вторым важным моментом является постоянный рост количества и качества наблюдательных данных в больших обзорах неба. Современные интегральные обзоры позволяют исследовать области за пределами центров галактик, в которых обычно много газа и простого одножидкостного гравитационного критерия неустойчивости достаточно для определения динамического статуса диска. К тому же в центральных частях велико влияние балджа, что делает некоторые предположения некорректными. Использование большого количества обзоров позволяет найти объекты, для которых возможно перейти от одномерных азимутально усредненных данных или данных, полученных вдоль одной оси, к анализу полного распределения параметра неустойчивости  $Q$  в плоскости галактики. Рассмотрению одного такого случая применительно к галактике NGC 628 посвящена Глава 3 диссертации. Штучно в нескольких работах такие галактики исследовались и ранее, например Большое Магелланово Облако в [14], но результаты и использованные предположения не позволяют сделать на их основе сколько-нибудь однозначные выводы.

В остальных случаях, где не удастся найти двумерные данные, для анализа гравитационной неустойчивости приходится использовать наблюдения вдоль одной из осей диска. Доступные для большого числа галактик, такие данные позволяют накопить статистику и используются в подавляющем числе работ. Однако существенным является также форма используемого критерия и сделанные предположения. Так, очень часто применяются приближенные решения, в том числе обладающие плохой точностью, вместо прямого решения дисперсионного уравнения. Во многих работах не учитывается возмущающее влияние звездного диска. Делаются неоднозначные предположения о форме эллипсоида скоростей и толщине диска. Все это значительно влияет на выводы о динамическом статусе дисков галактик, приводя к противоречивым результатам. Более корректному проведению анализа неустойчивости на основе данных вдоль большой оси для 7 спиральных галактик посвящена Глава 2 диссертации.

Исследуемый гравитационный критерий и его модификации, помимо определения динамического статуса газовых дисков в спиральных галактиках, имеет большое количество других астрофизических приложений. Он может быть использован для анализа карликовых галактик и галактик-спутников без регулярной структуры, для исследования газовых колец [12] и изучения протопланетных дисков [15]. Интересными также представляются возможности

изучения с его помощью вопроса о угловом моменте галактики [16], проверка численных  $N$ -body моделей галактик и получение недостающих данных на основе наблюдений областей звездообразования.

Данная работа дает возможность расширить и уточнить сложившуюся картину роли влияния гравитационной неустойчивости на динамический статус газовых дисков. Проведенное исследование с возможно большей точностью позволяет проверить влияние звезд на устойчивость относительно далеких областей галактик и прояснить связь темпа крупномасштабного звездообразования и плотности газа в диске, тем самым помогая уточнить фундаментальные модели формирования и эволюции галактик.

**Целью** диссертационной работы является исследование динамического статуса галактических газовых дисков с точки зрения критерия двухжидкостной (звездно-газовой) гравитационной неустойчивости для ряда конкретных галактик с использованием наиболее полных наблюдательных данных и поиск связи между неустойчивыми областями и областями крупномасштабного звездообразования.

Для достижения поставленной цели в диссертации выполняются следующие задачи:

1. Исследование методов восстановления трех компонент эллипсоида скоростей по спектральным данным, полученным вдоль луча зрения. Выбор и программная реализация наилучшего метода. Анализ ошибок и ограничений метода. Применение выбранного метода к ряду конкретных галактик.
2. Составление выборки галактик, для которых в литературе имеются наиболее полные и протяженные профили данных по звездной фотометрии и декомпозиции на подсистемы, спектральные данные, касающиеся звезд, профили данных по распределению и кинематике атомарного и молекулярного газа, а также данные по распределению областей звездообразования. Поиск объектов со всеми необходимыми данными, представленными на двумерных картах.
3. Применение критерия звездно-газовой гравитационной неустойчивости в наиболее корректной его форме к галактикам из составленной выборки. Поиск связи между неустойчивыми областями в дисках галактик и областями звездообразования, включая объекты, для которых имеются подробные двумерные карты данных.

4. Исследование влияния ошибок наблюдательных данных и неопределенностей, связанных с рядом предположений задачи, на параметры неустойчивости дисков.
5. Анализ полученных результатов и выводы относительно величины поправки за неосесимметричные возмущения в критерии гравитационной неустойчивости.

**Научная новизна** диссертационной работы заключается в следующем:

- 1.1 Предложен *новый* непараметрический метод восстановления эллипсоида скоростей звезд (SVE) в дисковых галактиках, требующий выполнения всего одного из использовавшихся ранее в литературе предположений, а именно отношение дисперсии скоростей звезд в вертикальном направлении к дисперсии скоростей в радиальном направлении  $\sigma_z/\sigma_R = \text{const}$  на всем промежутке данных, или на отдельных отрезках.
- 1.2 *Новый* метод восстановления SVE был применен к четырём галактикам раннего типа, для которых ранее это не делалось.
- 1.3 Для галактики NGC 1167 с небольшим углом наклона профили дисперсии скоростей в трех направлениях восстановлены в широком диапазоне расстояний на двух участках и *впервые* на основе анализа наблюдательных данных показано, что во внутренних областях отношение  $\sigma_z/\sigma_R$  больше, чем во внешних.
- 1.4 Для трех остальных дисковых галактик с большими углами наклона (NGC 338, NGC 3245 и NGC 4150) показано, что самосогласованное решение для всех трех направлений найти принципиально невозможно; зато на примере галактики NGC 338 продемонстрировано, что для таких галактик информация о дисперсии скоростей звезд в радиальном направлении может быть напрямую извлечена из профилей дисперсий скоростей вдоль луча зрения.
- 2.1 Критерий звездно-газовой гравитационной неустойчивости в точной его форме *впервые* применен к наиболее полным наблюдательным данным вдоль большой оси, собранным для 7 спиральных галактик ранних типов. Данные включали в себя извлеченные из кинематики вдоль луча зрения профили дисперсии скоростей в радиальном направлении.

- 2.2 *Впервые* наиболее полно проанализировано влияние ошибок наблюдений и неопределенностей предположений задачи на уровень неустойчивости газового диска галактики.
- 2.3 Показано, что звездно-газовый критерий гравитационной неустойчивости слабо отличается от одножидкостного (газового) критерия в случае, когда газа в диске галактики много и для объяснения звездообразования достаточно простого одножидкостного критерия (случай галактики NGC 338).
- 2.4 Показано, что звездно-газовый критерий позволяет объяснить звездообразование там, где простой критерий дает устойчивый газовый диск. Существенным это оказывается для галактик NGC 1167 и NGC 3898.
- 2.5 Для галактики NGC 1167 с умеренным темпом звездообразования *впервые* показано, что неустойчивость ее газового диска практически полностью определяется влиянием звездного диска. Эта уникальная галактика с массивным звездным диском является вторым примером подобной галактики в литературе и первым примером, найденным без использования приближенных решений.
- 2.6 Для исследованных 7 галактик получен порог неустойчивости при учете неосесимметричных возмущений в двухжидкостном гравитационном критерии, выражаемый неравенством для безразмерного эффективного параметра Тумре  $Q_{\text{eff}} < 1.5 - 2.5$ .
- 3.1 Критерий звездно-газовой неустойчивости был применен к галактике NGC 628. Для этой галактики *впервые* вместо использования азимутально усредненных профилей для одной и той же области галактики с заметным звездообразованием исследовались совмещенные по координатам двумерные карты поверхностной плотности газа (THINGS, HERACLES), дисперсий скоростей звезд (VENGA) и газа (THINGS), а также карта поверхностной яркости в ИК диапазоне (S4G). Для каждого пикселя в исследуемой области вычислены величины  $Q_{\text{eff}}$ .
- 3.2 Положение неустойчивых областей с  $Q_{\text{eff}} < 3$  сравнивалось с положением областей звездообразования ( $\Sigma_{\text{SFR}} > 0.007 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$ ). Проведенное сравнение показало очень хорошее согласие между ними. Такой результат на основе всей полноты наблюдательных данных получен *впервые* и имеет важное научное значение, так как заново



открывает дискуссию о тесной связи между гравитационной неустойчивостью и звездообразованием.

- 3.3 Учет влияния эффекта толщины газового и звездного дисков в трехкомпонентной версии приближенного критерия гравитационной неустойчивости не изменил полученные выводы.
- 3.4 Показано, что использование простого одножидкостного критерия дает заметно худшее согласие между неустойчивыми областями и областями звездообразования.
- 3.5 Проанализированы азимутально усредненные данные для этой галактики и сделан вывод, что их использование ведет к заключению об устойчивом диске, что не позволяет предсказывать положение областей звездообразования. Вывод сделан *впервые*.
- 3.6 Поскольку в галактиках распределение водорода и областей рождения новых звезд зачастую клочковатое, связь между критерием гравитационной неустойчивости и звездообразованием должна исследоваться с использованием двумерных карт вместо азимутально усредненных данных. Этот вывод сделан *впервые*.

#### **Научная и практическая ценность работы.**

Ценность результатов диссертации складывается из нескольких факторов.

Во-первых, были разработаны и программно реализованы методы восстановления компонент эллипсоида скоростей дисковых галактик по спектральным данным, полученным вдоль луча зрения, а также методы анализа динамического статуса звездных дисков на основе звездно-газового критерия гравитационной неустойчивости применительно как к азимутально усредненным данным, так и к двумерным картам. Эти методы дополняют существующие методы анализа и могут быть использованы в других работах. Их реализация находится в свободном доступе.

Во-вторых, получены новые результаты относительно устройства эллипсоида скоростей в конкретных галактиках. Для галактики NGC 1167 вывод о том, что отношение  $\sigma_z/\sigma_R$  не постоянно вдоль диска имеет важное значение для теории формирования дисков галактик и построения равновесных звезднодинамических моделей дисков.

В-третьих, выводы об уровне гравитационной неустойчивости в дисках галактик важны для понимания механизма регулирования крупномасштабного звездообразования. Для галактики NGC 1167 вывод о том, что именно звездный

диск определяет неустойчивость газового диска, может служить ключом для решения задачи о звездообразовании при низких поверхностных плотностях газа.

В-четвертых, на основе анализа двумерных карт для галактики NGC 628 показано, что критерий гравитационной неустойчивости обладает предсказательной силой — он почти точно указывает положение областей текущего звездообразования. Это, с одной стороны, углубляет выводы, имеющиеся в литературе, касательно связи между неустойчивостью и звездообразованием, а, с другой — показывает, как надо изменять методику исследований в этой области.

Новые данные будут востребованы для реконструкции компонент дисперсии скоростей в дисковых галактиках на основе наблюдательных данных. Это, в свою очередь, позволит делать корректные выводы о динамическом статусе дисков галактик. Последнее важно для понимания эволюции дисков, их структуры и механизмов звездообразования.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Методы и алгоритмы восстановления эллипсоида скоростей звезд (SVE) в дисковых галактиках по кинематическим данным вдоль луча зрения, а также методы диагностики динамического статуса галактических дисков на основе всей совокупности фотометрических и спектральных данных для газа и звезд; их численная реализация.
2. Метод восстановления SVE применен к четырем галактикам раннего типа. Для галактики NGC 1167 профили дисперсии скоростей в трех направлениях восстановлены в широком диапазоне расстояний на двух участках и *впервые* на основе анализа наблюдательных данных показано, что во внутренних областях отношение  $\sigma_z/\sigma_R$  больше, чем во внешних.
3. Критерий двухкомпонентной неустойчивости в точной его форме *впервые* применен к наиболее полным наблюдательным данным вдоль большой оси, собранным для 7 галактик раннего типа. Для галактики NGC 1167 *впервые* показано, что неустойчивость ее газового диска практически полностью определяется влиянием звездного диска.
4. Пересмотрен вывод о гравитационной устойчивости диска галактики NGC 628. Критерий двухкомпонентной гравитационной неустойчивости *впервые* применен ко *всем* картам фотометрических и спектральных



данных. Показано, что положение гравитационно неустойчивых областей (с  $Q_{\text{eff}} < 3$ ) практически полностью совпадают с областями звездообразования  $\Sigma_{\text{SFR}} > 0.007 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$ .

**Достоверность.** Достоверность полученных в диссертации результатов основывается на применении оттестированных, опробованных и хорошо зарекомендовавших себя методик обработки и анализа наблюдательных данных. В части новых методов достоверность результатов подтверждена тщательным исследованием ошибок и неопределенностей, а также анализом устойчивости полученных результатов методом Монте-Карло для многих тысяч реализаций наборов данных, полученных варьированием значений параметров задачи в пределах ошибок наблюдений.

Важными свидетельствами достоверности результатов является их соответствие результатам, полученным другими авторами для пересекающихся объектов; использование непротиворечивых моделей; публикация результатов в одном из престижных международных журналов — *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*; рецензии на статьи, подписанные Alessandro Romeo, одним из ведущих специалистов в мире по изучаемой тематике; а также апробация результатов на конференциях и семинарах.

Написанное программное обеспечение, используемые данные, приближения и подробное описание процесса получения всех результатов находятся в свободном доступе по адресу <https://github.com/Amarchuk/2FInstability> и могут быть воспроизведены любым желающим.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на семинаре астрономического отделения СПбГУ, на семинаре отдела небесной механики и динамической астрономии ГАО РАН, при защите ВКР в СПбГУ 28 июня 2016, на Всероссийской конференции «Актуальные проблемы внегалактической астрономии», ПРАО АКЦ ФИАН, Пущино, 18-21 апреля, 2017.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 3 печатных работах, 3 из которых изданы в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК.

1. Marchuk A. A., Sotnikova N. Y., Reconstructing the velocity dispersion profiles from the line-of-sight kinematic data in disc galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2017. Vol. 465, no. 4. P. 4956-4967.

2. Marchuk A. A., Sotnikova N. Y., Two-component gravitational instability in spiral galaxies // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2018. Vol. 475, no. 4. P. 4891-4910.
3. Marchuk A. A., Gravitational instability and star formation in NGC 628 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2018. Vol. 476, no. 3. P. 3591–3599.

**Личный вклад.** В исследованиях, изложенных в первых двух работах [1,2], автор принимал активное участие в постановке задач, обсуждении, анализе данных, интерпретации полученных результатов и написании статей. Автор самостоятельно решил все методические вопросы; разработал алгоритмы для решения поставленных задач и программно их реализовал; обработал наблюдательные данные, полученные по запросу от держателей данных, и решил все уравнения.

Исследование, изложенное в третьей статье [3], выполнено автором самостоятельно, включая постановку задачи.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и двух приложений. Полный объём диссертации составляет 146 страниц, включая 38 рисунков и 4 таблицы. Список литературы содержит 205 наименований.

Во **Введении** приводится краткая история темы исследования, описываются основные достигнутые результаты в области исследования связи гравитационной неустойчивости и звездообразования, обосновываются актуальность темы, научная новизна, цели и задачи диссертации, приводятся основные положения, выносимые на защиту, кратко представлено содержание диссертации.

В **Главе 1** описываются методы восстановления эллипсоида скоростей звезд в галактиках и представляется новая методика восстановления. В пункте 1.1 описываются достигнутые ранее результаты и их ограничения. В пункте 1.2 кратко приводятся основные необходимые уравнения. Пункт 1.3 посвящен описанию предлагаемого метода. В пункте 1.4 приводится описание 4 исследуемых галактик. Результаты восстановления для них и для одной контрольной галактики описываются в пункте 1.5. Пункт 1.6 посвящен обсуждению решений на краю допустимого диапазона значений. В пункте 1.7 описываются ограничения на параметры эллипсоида скоростей для галактик с большим углом наклона. В

пункте 1.8 показан результат восстановления эллипсоида скоростей для галактики NGC 1167 с неравномерно нагретым диском. В пункте 1.9 перечислены основные выводы главы.

В **Главе 2** исследуются результаты применения двухжидкостного критерия гравитационной неустойчивости к данным вдоль большой оси галактик. В пункте 2.1 приводится описание достигнутых ранее результатов и их допущений. В параграфе 2.2.1 кратко дается описание теории для критерия двухжидкостной гравитационной неустойчивости в гидродинамическом приближении. В параграфе 2.2.2 описывается кинетическое приближение для этого же критерия. Параграф 2.2.3 посвящен теоретическим аспектам отказа от предположения о тонких дисках. В пункте 2.3 описываются источники данных для 7 галактик. Методам извлечения необходимых для анализа величин из данных посвящены параграфы 2.4.1—2.4.4. Решение дисперсионного уравнения описывается в параграфе 2.4.5. В параграфе 2.5.1 обсуждаются найденные результаты для трех разных случаев. В параграфе 2.5.2 эти результаты сравниваются с трехкомпонентной референсной моделью, в которой все диски толстые. Параграф 2.5.3 посвящен исследованию влияния предположений и данных на величину ошибок. Сравнение полученных результатов с двумя общепринятыми приближенными решениями приводится в параграфе 2.5.4. В последнем параграфе 2.5.5 обсуждается величина поправки критерия за учет неосесимметричных возмущений. В пункте 2.6 перечислены основные выводы главы.

В **Главе 3** обсуждается переход в анализе от одномерных данных вдоль одной оси к исследованию полноценных двумерных карт галактик. В пункте 3.1 приводится краткое описание преимуществ такого перехода и обзор достигнутых результатов в этом направлении. Пункт 3.2 посвящен методу поиска подходящих для такого анализа галактик. Свойства галактики NGC 628 и основные особенности в методике и обработке данных для случая двумерных карт описываются в пункте 3.3. В пункте 3.4 обсуждаются полученные результаты для трех моделей, а параграф 3.4.1 посвящен обсуждению их ошибок. Сравнение с различными эмпирическими законами звездообразования приводится в параграфе 3.4.2. В параграфе 3.4.3 производится анализ влияния азимутального усреднения данных и пересмотр динамического статуса галактики. Последний параграф 3.4.4 посвящен поиску наилучшего согласия между областями, неустойчивыми с точки зрения гравитационного критерия, и очагами звездообразования. В пункте 3.5 перечислены основные выводы главы.

В **Заключении** перечислены все основные выводы исследования гравитационной неустойчивости, полученные в диссертационной работе.

В **Приложении А** приведено краткое описание галактик выборки из Главы 1.

В **Приложении Б** содержится краткое описание галактик выборки из Главы 2.

## Глава 1. Восстановление эллипсоида скоростей в дисковых галактиках

Данная глава написана на основе анализа и результатов, которые содержатся в работе [17].

### 1.1 Введение

Одной из наиболее трудных задач в галактической динамике является задача восстановления функции распределения звезд (DF, или фазовой плотности) для конкретной галактики, когда для анализа доступны лишь ограниченные наблюдательные данные о поверхностной фотометрии и двумерной или длиннотелевой спектроскопии. Наиболее хорошо развитые методы основаны на методе линейного программирования — метод Шварцшильда [18]. В них используются библиотеки орбит звезд, рассчитанных для разных потенциалов. С их помощью воспроизводят структуру и кинематику звездной системы. Эти методы используются в основном для трехосных моделей (см., например [19, 20] и ссылки в этих работах). Существует модификация метода Шварцшильда, в которой используются не орбиты, а частицы, подстраивающиеся под потенциал системы (так называемый *made-to-measure* метод). В этой схеме варьируются веса индивидуальных частиц, движущихся в заданном потенциале, до тех пор, пока система с  $N$  частицами не начинает удовлетворять заданному набору ограничений [21, 22, 23]. В работах [24, 25] был предложен новый итерационный метод построения равновесных фазовых моделей звездных систем. Этот метод основан на контролируемой эволюции системы  $N$  тел, подстраивающихся под заданное распределение плотности и наложенные кинематические ограничения, и обладает значительной гибкостью, что было продемонстрировано для синтетических наблюдательных данных [25].

Описанные методы используют информацию о детальной массовой модели галактики, поэтому почти все указанные методы применялись только к самым простым однокомпонентным системам, в основном к эллиптическим галактикам. На данный момент не существует полных и надежных фазовых моделей для наблюдаемых спиральных галактик, состоящих из нескольких компонент,

для которых к тому же значительный вклад в распределение массы вносит невидимое темное гало.

Знание об устойчивости подсистем галактики важно как с точки зрения теории эволюционных процессов, так и для наблюдательной проверки используемых численных моделей, например моделей, регулирующих крупномасштабное звездообразование. Чтобы судить о динамическом статусе галактических дисков, не обязательно знать функцию распределения звезд, которая дает слишком подробное описание, достаточно обладать информацией о профилях дисперсии скоростей звезд в радиальном  $\sigma_R(R)$  и вертикальном  $\sigma_z(R)$  направлениях. Профиль дисперсии скоростей в радиальном направлении  $\sigma_R$  дает возможность оценить параметр Тумре  $Q = \sigma_R/\sigma_R^{\text{cr}}$  [26], где для бесконечно тонкого диска  $\sigma_R^{\text{cr}} = 3.36G\Sigma_s/\kappa$ ,  $\kappa$  — эписциклическая частота, а  $\Sigma_s$  — поверхностная плотность звездного диска. Величина параметра  $Q$  показывает уровень динамического разогрева диска и его устойчивости относительно возмущений в плоскости диска, и будет подробно описана и проанализирована в следующей главе. Отношение  $\sigma_z/\sigma_R$  задает форму эллипсоида скоростей (здесь и далее SVE, stellar velocity ellipsoid), а также несет информацию о динамической истории и процессах релаксации звездного диска.

В окрестности Солнца отношение  $\sigma_z/\sigma_R$  было найдено равным  $0.53 \pm 0.07$  [27]. На текущий момент не существует прямых измерений этого отношения для других галактик. В основном наблюдения ограничивались галактиками, видимыми с ребра или плашмя (как в работах [28, 29, 30]). Для галактик, видимых почти плашмя, прямым измерениям поддается только одна из компонент SVE —  $\sigma_z(R)$ . Для видимых с ребра систем приходится использовать газовую и звездную кривые вращения, чтобы с помощью уравнения асимметричного сдвига, описывающего равновесие в плоскости вращающегося звездного диска, найти радиальную компоненту эллипсоида скоростей  $\sigma_R(R)$ . Применение этой методики требует некоторых дополнительных предположений и достаточно надежную параметризацию профиля  $\sigma_R(R)$  (см. [30]).

Чтобы найти все три момента распределения случайной скорости в звездном диске, включая не упомянутую ранее азимутальную дисперсию скоростей  $\sigma_\phi$ , для галактик, наблюдаемых под промежуточными углами наклона, используют данные о дисперсии скоростей вдоль луча зрения  $\sigma_{\text{los}}$ . Эти данные получают методом длиннощелевой спектроскопии при нескольких положениях щели или с помощью интегральной двумерной спектроскопии, при которой



анализируются поля скоростей. Все три компоненты эллипсоида скоростей  $\sigma_R$ ,  $\sigma_\phi$  и  $\sigma_z$  вносят вклад в  $\sigma_{\text{los}}$ , величина этого вклада зависит от наклона галактики и азимутального угла положения щели. Существуют два основных способа извлечения информации об этих компонентах. В первом из этих способов строится сетка моделей маргинально устойчивых, так называемых «максимальных», дисков ( $N$ -body models), после чего воспроизводятся профили дисперсии скоростей вдоль луча зрения. Эти профили сравниваются с наблюдаемыми и определяется наиболее подходящая модель, для которой затем извлекается информация о SVE [13, 31, 32]. Второй способ заключается в восстановлении  $\sigma_R$ ,  $\sigma_\phi$  и  $\sigma_z$  напрямую из данных  $\sigma_{\text{los}}$  для большой и малой осей с использованием предположения об эписциклическом приближении, которое описывает связь между  $\sigma_R$ ,  $\sigma_\phi$  и звездной кривой вращения  $v_\phi$  (как в работах [7, 8, 9, 10, 11, 33]).

Во втором способе обычно используют параметризацию профилей вертикальной и радиальной дисперсий скоростей экспоненциальным законом. Двумя другими наиболее часто используемым предположениями в данном подходе являются:  $\sigma_z^2(R) \propto \Sigma_s(R)$  (справедливо для изотермического слоя постоянной толщины, см. [34]) и  $\sigma_z/\sigma_R = \text{const}$  для всего диска [33]. Из численных моделей известно, что звездные диски являются изотермическими в вертикальном направлении [24]. Для диска, поверхностная плотность которого описывается экспоненциальным профилем с масштабом  $h$ , предположение  $\sigma_z^2(R) \propto \Sigma(R)$  приводит к зависимости  $\sigma_z(R) \propto \exp(-R/2h)$ , что в свою очередь согласуется с наблюдательными данными [35]. Другое распространенное предположение  $\sigma_z/\sigma_R = \text{const}$  не имеет под собой достаточно явного обоснования, но тем не менее является общепринятым. Это допущение предсказывает, что экспоненциальный масштаб в параметризации профиля  $\sigma_R$ , также называемый «кинематическим», должен равняться  $2h$ .

В работах [7, 8, 9, 10] использовали менее строгую параметризацию профилей дисперсии скоростей. Полагая экспоненциальный масштаб профилей  $\sigma_R(R)$  и  $\sigma_z(R)$  свободным параметром, авторы получили значительно бóльшие значения кинематического масштаба профиля — 3–5 экспоненциальных масштабов звездного диска  $h$ . Этот результат был подтвержден в работе [11], где полученные значения масштабов также оказались больше ожидаемых. Указанные результаты противоречат предположению о приближении диска изотермическими слоями и показывают необходимость пересмотра процедуры извлечения эллипсоида скоростей из кинематических данных на луче зрения.

В работах [7, 8, 9, 10] была также найдена линейная зависимость между хаббловским морфологическим типом галактики и степенью нагрева ее диска. Этот результат основывается на малом числе изученных галактик и его сложно объяснить с точки зрения их эволюции. Необоснованность этой зависимости будет показана мной в этой главе, что также подтвердилось в вышедшем позднее обзоре [36].

Вместо того, чтобы использовать экспоненциальную параметризацию профилей, в статье [12] была предложена непараметрическая схема. Уравнение асимметричного сдвига, куда входят выражения для радиальной дисперсии скоростей и разницы между звездным и круговым движениями, решалось итерационно. Этот подход был опробован на галактике раннего типа NGC 7217. Профили  $\sigma_z(R)$ , полученные независимо из наблюдательных данных для обеих осей, оказались хорошо согласующимися друг с другом. Тем не менее достаточно трудно делать выводы о качестве метода, основываясь только на одном примере.

В работе [11] также не использовалась экспоненциальная параметризация. Методика заключалась в решении системы уравнений напрямую с использованием дополнительно наложенного условия  $\sigma_z = \sigma_\phi$ . Авторы также следовали общепринятому предположению о постоянстве отношения  $\sigma_z/\sigma_R$ , которое менялось в промежутке от 0 до 0.82. С наблюдениями сравнивалась восстановленная с помощью уравнения асимметричного сдвига газовая кривая вращения. Результаты получились правдоподобными, но, как отмечено в самой работе, основное использованное предположение не имеет никакого физического обоснования.

В этой главе приводится общая схема восстановления SVE. Кратко описываются полученные ранее результаты и предлагается новый метод восстановления, который затем применяется к наблюдательным данным для четырех спиральных галактик. Новая методика обходится минимумом исходных предположений, на которые опирались авторы предыдущих работ. С ее помощью показана недостоверность некоторых ранее полученных результатов. Также обсуждается более сложный случай непостоянства формы SVE вдоль диска галактики, что позволяет восстановить эллипсоид скоростей для галактики NGC 1167. Делаются выводы, какая полезная информация о форме SVE, необходимая для дальнейшего анализа, может быть извлечена для галактик, видимых под большим углом наклона. В заключении даются краткие выводы главы.



## 1.2 Дисперсии скоростей звезд

Дисперсия скоростей звезд — одна из главных кинематических характеристик галактик. Для дисковых галактик, в полярных цилиндрических координатах  $(R, \varphi, z)$  дисперсия скоростей вдоль луча зрения  $\sigma_{\text{los}}$  при заданном положении щели спектрометра связана с компонентами эллипсоида скоростей в тонком диске  $\sigma_R, \sigma_\varphi, \sigma_z$  следующим соотношением

$$\sigma_{\text{los},\theta}^2 = [\sigma_R^2 \sin^2 \theta + \sigma_\varphi^2 \cos^2 \theta] \sin^2 i + \sigma_z^2 \cos^2 i, \quad (1.1)$$

где позиционный угол  $\theta$  обозначает угол между положением щели и большой осью проекции звездного диска на картинную плоскость, а  $i$  обозначает угол наклона галактики к картинной плоскости. Для наблюдаемых дисперсий скоростей звезд вдоль луча зрения для большой и малой осей галактики ( $\sigma_{\text{los},\text{maj}}$  и  $\sigma_{\text{los},\text{min}}$ , соответственно) выражение (1.1) может быть упрощено:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{los},\text{min}}^2(R \cos i) &= \sigma_R^2 \sin^2 i + \sigma_z^2 \cos^2 i, \\ \sigma_{\text{los},\text{maj}}^2(R) &= \sigma_\varphi^2 \sin^2 i + \sigma_z^2 \cos^2 i. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Приведенная система уравнений содержит три неизвестные  $\sigma_R, \sigma_\varphi, \sigma_z$  (компоненты эллипсоида скоростей) и всего два уравнения. Для того, чтобы замкнуть систему, можно добавить какое-либо дополнительное динамическое соотношение. Одно из таких возможных соотношений, которое справедливо для равновесных звездных дисков, связывает радиальную и азимутальную компоненты эллипсоида скоростей со средней азимутальной скоростью звезд  $\bar{v}_\varphi$  [37]:

$$f(R) = \frac{\sigma_\varphi^2(R)}{\sigma_R^2(R)} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\partial \ln \bar{v}_\varphi(R)}{\partial \ln R} \right). \quad (1.3)$$

В случае, когда бóльшая часть орбит в диске близка к круговым (т.н. эпиклическое приближение) можно вместо  $\bar{v}_\varphi$  использовать локальную круговую скорость газа  $v_c$ , также называемую «холодной» кривой вращения. Тем не менее, несмотря на то, что количество уравнений и неизвестных сравнялось, на практике очень сложно найти все три неизвестные компоненты эллипсоида скоростей напрямую, решая имеющуюся систему [7]. Сложность этой процедуры связана как с высокой зашумленностью данных, так и с тем, что она включает в себя вычитание очень близких значений  $\sigma_{\text{los},\text{min}}^2$  и  $\sigma_{\text{los},\text{maj}}^2$ . Возможным решением

указанных проблем становится параметризация исследуемых профилей. Такой подход был опробован во многих работах (например, [7, 8, 9, 10]), однако результаты оказались сильно зависимыми от типа используемой параметризации. В большинстве работ авторы останавливали свой выбор на экспоненциальной параметризации дисперсий скоростей на луче зрения. В статье [11] был предложен непараметрический подход с использованием уравнения для асимметричного сдвига и дополнительным нефизическим предположением  $\sigma_\phi = \sigma_z$ . Уравнение асимметричного сдвига связывает разность между локальной круговой скоростью  $v_c$  и средней азимутальной скоростью движения звезд  $\bar{v}_\phi$  [37]:

$$v_c^2 - \bar{v}_\phi^2 = \sigma_R^2 \left( \frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_R^2} - 1 - \frac{\partial \ln \Sigma_s}{\partial \ln R} - \frac{\partial \ln \sigma_R^2}{\partial \ln R} \right), \quad (1.4)$$

где  $\Sigma_s$  обозначает поверхностную плотность звезд. Отметим, что уравнение в такой форме записано без дополнительного члена  $d(\overline{v_R v_z})/dz$ , который полагается достаточно малым по сравнению с другими членами (см. [37]). Аналогичный метод был применен к спектральным данным для галактики NGC 7217 в [12]. В этой работе авторами было предложено использовать в выражении (1.4) звездную светимость в  $I$  полосе, которая трассирует старое звездное население, вместо поверхностной яркости и затем найти профиль  $\sigma_R$  итеративным методом.

### 1.3 Метод

В диссертации предлагается новый подход к параметризации, не использующий экспоненциальные профили для аппроксимации данных на луче зрения, что должно позволить восстановить эллипсоид скоростей более точно для каждого рассматриваемого случая. В отличие от большинства предыдущих работ, где используются дополнительные физически необоснованные или спорные предположения, единственное допущение в предлагаемой методике будет заключаться в том, что отношение  $\sigma_z/\sigma_R$  полагается постоянным для рассматриваемых наблюдательных профилей данных. Справедливость такого предположения находится под вопросом и скорее всего предложенная модель намного проще, чем реальность. Тем не менее, это предположение имеет

обоснование в теории динамического разогрева дисков в галактиках [38] и достаточно широко используется. В дальнейшем для одной из галактик я отказался от этого предположения и получил адекватные результаты восстановления SVE.

Если принять предположение  $\sigma_z/\sigma_R = \text{const}$ , то из первого уравнения системы (1.2) следует прямая пропорциональность между  $\sigma_{\text{los,min}}$  и  $\sigma_R$  с коэффициентом  $\sin^2 i + \beta^2 \cos^2 i$ , где за  $\beta$  обозначено отношение вертикальной дисперсии скоростей звезд к радиальной, то есть  $\beta = \sigma_z/\sigma_R$ . Нетрудно видеть, что такая пропорциональность означает справедливость следующего равенства:

$$F(R) = \frac{\sigma_{\text{los,min}}(R)}{\sigma_{\text{los,min}}(R_0)} = \frac{\sigma_R(R)}{\sigma_R(R_0)},$$

для каждого расстояния  $R$  и  $R_0$  в рассматриваемом диапазоне. Выбор значения  $R_0$  описан ниже. Здесь и дальше будет использоваться обозначение  $\sigma_{R,0} = \sigma_R(R_0)$ . Используя уравнения (1.3) и (1.2), можно записать окончательную систему уравнений:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{los,min}}^2(R \cos i) &= \sigma_{R,0}^2 F^2(R) (\sin^2 i + \beta^2 \cos^2 i), \\ \sigma_{\text{los,maj}}^2(R) &= \sigma_{R,0}^2 F^2(R) (f(R) \sin^2 i + \beta^2 \cos^2 i). \end{aligned} \quad (1.5)$$

Эта система вместе с уравнением (1.3) будут использованы для восстановления эллипсоида скоростей  $(\sigma_R, \sigma_z, \sigma_\phi)$ , а уравнение асимметричного сдвига (1.4) для галактик, у которых есть данные по газовой кривой вращения, позволит проверить полученные значения.

Для заданных аппроксимаций профилей  $\bar{v}_\phi$ ,  $\sigma_{\text{los,maj}}$ ,  $\sigma_{\text{los,min}}$  и  $f$  (их получение описано ниже) система (1.5) является линейной с двумя неизвестными  $\beta$  и  $\sigma_{R,0}$ . При этом значение неизвестной  $\sigma_{R,0}$  зависит от выбора точки  $R_0$ , которую можно выбрать произвольно. Действительно, если вместо  $R_0$  взять точку  $R'_0$ , то такое действие будет равносильно линейной замене неизвестной в исходной системе уравнений (1.5) вследствие равенства (1.3). Таким образом, решение системы не зависит от выбора точки  $R_0$ . Здесь и дальше, если не сказано иное, неизвестным будет считаться значение радиальной дисперсии на расстоянии, равном эффективному радиусу балджа, т.е.  $\sigma_{R,0} = \sigma_R(r_{\text{e,b}})$ .

Полученную систему (1.5) можно решить напрямую с использованием метода наименьших квадратов. Как и ожидалось, найти решение этим способом не удалось. Этот отрицательный результат повторяет полученный ранее в [39]. По этой причине для определения применимости новой модели использовался простейший метод, а именно построение карт величины  $\chi^2$ , нормированной

на число степеней свободы. Построение карт для профилей данных проводилось путем перебора параметров. Для каждой галактики в некотором заданном промежутке варьируются параметры  $\sigma_{R,0}$  и  $\beta$ , и для выбранных значений вычисляется величина  $\chi^2$  для малой и большой полуосей с использованием формулы (1.5) и нормировкой разности на величину ошибки. Сравнение полученных карт дает наглядный ответ на вопрос, существуют ли оптимальные параметры или присутствует вырождение, при котором получается непрерывный набор пар  $(\beta, \sigma_{R,0})$ , одинаково минимизирующих разницу между моделью и наблюдательными данными. Как показывают результаты, выбор диапазона для перебора значений не влияет на получаемый ответ в том смысле, что всегда можно предпочесть более широкий интервал значений более узкому. Диапазон варьирования первого параметра был выбран равным  $0.25 \leq \beta \leq 1.0$ , где верхняя граница является общепринятой, а нижняя следует из анализа локального линейного критерия изгибной неустойчивости [40, 41, 42]. Шаг варьирования был взят равным 0.01. Параметр  $\sigma_{R,0}$  брался из интервала от нуля до 500 км/с с шагом 0.25 км/с. На рисунках границы интервала были уменьшены для улучшения восприятия.

Стоит отметить, что при выбранных параметрах  $\sigma_{R,0}$  и  $\beta$  можно очевидным образом восстановить SVE, то есть все профили  $\sigma_R$ ,  $\sigma_\phi$  и  $\sigma_z$ . Профили  $\sigma_{\text{los,min}}(R)$  и  $\sigma_{\text{los,maj}}(R)$  получаются подстановкой значений параметров в уравнение (1.5). Профиль дисперсии скоростей звезд в радиальном направлении по определению равен  $\sigma_{R,0} \times F(R)$ , профиль дисперсии в вертикальном направлении получается домножением  $\sigma_R(R)$  на  $\beta$ . Профиль дисперсии скоростей в азимутальном направлении получается домножением радиальной дисперсии на значение  $f(R)$  из формулы (1.3).

#### 1.4 Наблюдательные данные

Для применения предложенного метода требуются данные о дисперсии скоростей звезд вдоль большой  $\sigma_{\text{los,maj}}$  и малой  $\sigma_{\text{los,min}}$  осей. При этом крайне желательно, чтобы извлеченные профили были как можно более протяженными и с как можно меньшими ошибками. Данные для исследования были взяты из работ [13] и [32]. Выборка состоит из трех линзовидных S0 галактик и одной

галактики типа Sab. Их основные параметры приведены в Таблице 1. Наблюдения, методика получения и обработки данных подробно описаны в упомянутых работах. Индивидуальные особенности и описание галактик представлены в Приложении А. В этом разделе будет кратко приведена общая информация о составленной выборке и методах обработки данных.

Наблюдения всех галактик проводились в главном фокусе 6-метрового телескопа Специальной астрофизической Обсерватории РАН. Для наблюдений был использован фокальный редуктор SCORPIO в режиме длинной щели. Процесс обработки и наблюдения для галактик NGC 1167 и NGC 4150, описанный в [32], не отличается от такового для двух других галактик NGC 338 и NGC 3245 из [13], за исключением спектрального разрешения данных ( $2.6 \text{ \AA}$  в первом случае и  $2.2 \text{ \AA}$  во втором). Для определения радиальных скоростей и дисперсий скоростей звезд был использован кросс-корреляционный метод, аналогичный разработанному в работе [43]. Моделирование спектров проводилось путем применения модели высокого разрешения PEGASE.HR для простого звездного населения с историей звездообразования, описывающей единственной вспышкой (Simple Stellar Population), к разбитым на бины данным. После подбора оптимальной модели для текущих параметров возраста вспышки  $T$  и металличности  $[\text{Fe}/\text{H}]$  осуществлялась свертка с функцией распределения скоростей по лучу зрения (LOSVD — Line-Of-Sight Velocity Distribution). Для каждого спектрального бина из модели получались значения радиальной скорости и дисперсии скоростей звезд.

Звездные кривые вращения исправлялись за систематическую скорость и, где необходимо, за наклон  $\sin i$ , после чего перегибались относительно центра. Полученные кривые аппроксимировались сплайнами степени  $k = 3$ . Такие же исправления и приближения применялись к газовой кривой вращения, если для нее были доступны данные. Профили дисперсий скоростей звезд вдоль большой и малой осей также перегибались относительно подходящего центра. После этого данные  $\sigma_{\text{los,min}}$  исправлялись депроецированием расстояний с коэффициентом  $\cos^{-1} i$ , что давало возможность сравнивать депроецированные значения  $\sigma_{\text{los,min}}$  с  $\sigma_{\text{los,maj}}$  напрямую.

Наблюдательные точки, лежащие на расстояниях к центру галактики ближе, чем эффективный радиус балджа  $r_{\text{e,b}}$ , были убраны из анализа, чтобы избежать влияния балджа на данные. Эффективные радиусы балджей галактик в выборке и другие фотометрические данные были найдены в литературе

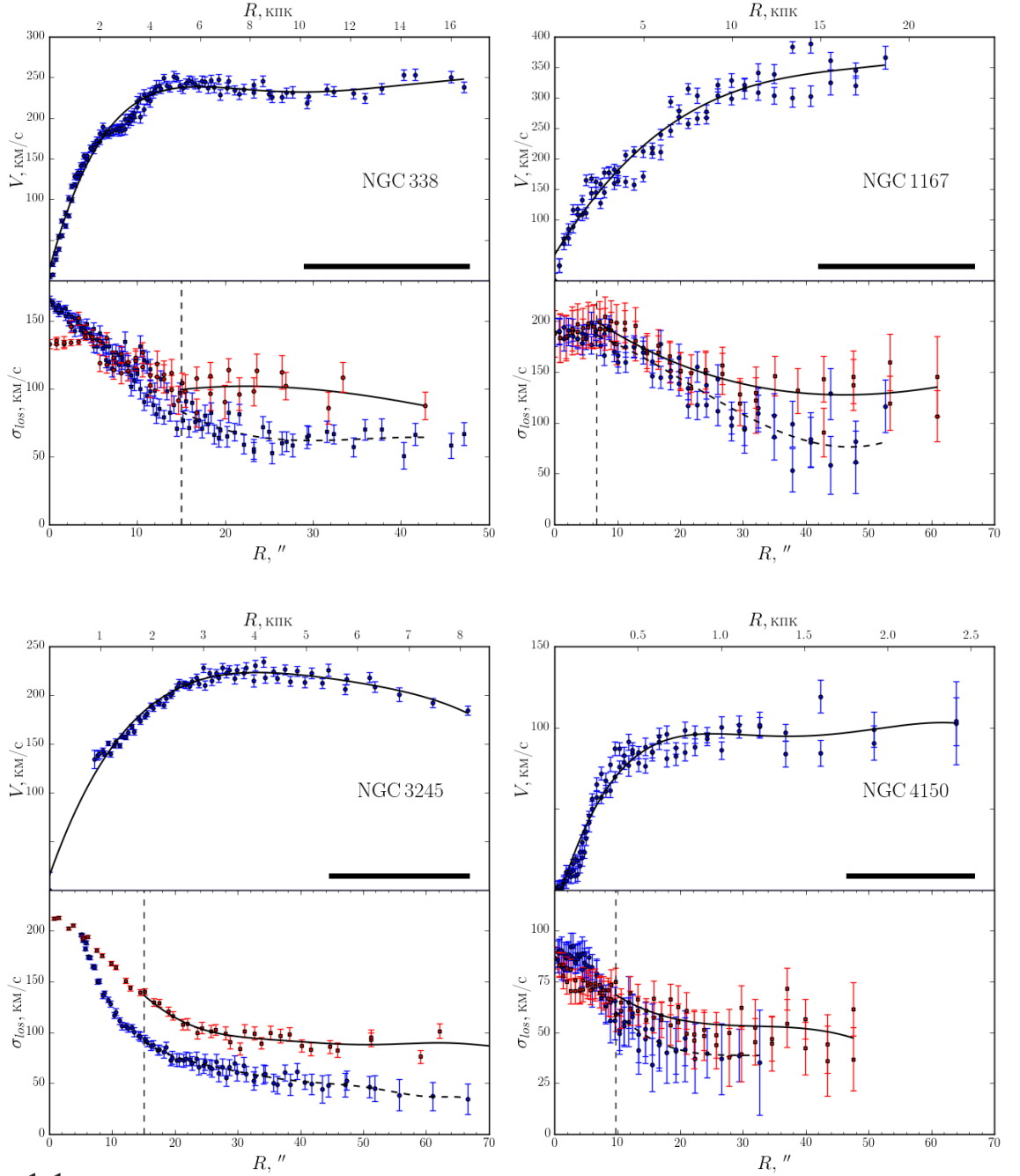


Рисунок 1.1 — Наблюдательные данные для галактик выборки. Каждая галактика представлена двумя рисунками. На верхнем рисунке изображены наблюдательные точки для звездной кривой вращения, их аппроксимация сплайнами показана сплошной линией. В правом нижнем углу отрезком указан экспоненциальный масштаб диска для галактики (см. Таблицу 1). На нижнем рисунке показаны наблюдательные данные дисперсий скоростей звезд на луче зрения вдоль большой оси  $\sigma_{los,maj}$  (круглые точки) и вдоль малой оси  $\sigma_{los,min}$  (квадраты). Сплошная и штриховая линии показывают полученные наилучшие аппроксимации профилей дисперсий скоростей вдоль малой и большой осей, соответственно. Вертикальной штриховой линией отделена область влияния балджа  $R < r_{e,b}$ .



Таблица 1 — Основные параметры используемой выборки галактик.

Галактика	Тип	$i, ^\circ$	$D$ , Мпк	Масштаб, кпк/''	$M_B$	$r_{e,b}, ''$	$h, ''$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
NGC 338	Sab	64	62	0.292	-21.48	15.0 <sup>a</sup>	18.3 <sup>a</sup>
NGC 1167	S0	36	66	0.310	-21.73	6.7 <sup>a</sup>	24.2 <sup>a</sup>
NGC 3245	S0	62	22.3	0.107	-20.17	15.1 <sup>b</sup>	21.6 <sup>b</sup>
NGC 4150	S0	56	6.7	0.033	-18.51	9.5 <sup>c</sup>	19.7 <sup>c</sup>

Данные о морфологическом типе (2) и угле наклона (3) были взяты из работ [13] и [32]. Расстояние до галактики (4) и линейный масштаб (5) найдены в базе данных NED для постоянной Хаббла  $H_0 = 73$  км/с/Мпк,  $\Omega_{\text{matter}} = 0.27$ ,  $\Omega_{\text{vacuum}} = 0.73$ . Абсолютная звездная величина в полосе  $B$  (6) взята из базы данных HyperLEDA. Данные о фотометрической декомпозиции, а именно эффективный радиус балджа (7) и экспоненциальный масштаб диска (8), были взяты из работ (a) [44] в  $R$  полосе, (b) [45] и (c) [46] в полосе 3.6  $\mu\text{m}$ .

и представлены в Таблице 1. Оба профиля дисперсий скоростей затем приближались сплайнами степени  $k = 3$  с использованием весовой функции  $w^{-1}(R) = 1 + (\delta\sigma)^2$ , где  $\delta\sigma$  обозначает наблюдательную ошибку соответствующей дисперсии на расстоянии  $R$  от центра галактики. Была также предпринята попытка приближать данные полиномами невысоких степеней, но построенные профили получались неустойчивыми, не давая при этом значительного улучшения в качестве аппроксимации, и были исключены из дальнейшего анализа. На Рис. 1.1 полученные аппроксимации профилей дисперсии скоростей на луче зрения вдоль малой оси изображены сплошной линией, а прерывистая линия показывает приближение  $\sigma_{\text{los,maj}}$ . Отметим, что аппроксимация данных вдоль большой оси не используется в анализе и изображается только для того, чтобы показать, что зашумленные профили вдоль разных осей можно корректно разделить.

Отношение  $\sigma_\phi^2/\sigma_R^2$  в уравнении (1.3) находилось напрямую путем вычисления производной для сплайновой аппроксимации  $\bar{v}_\phi$ . Так как приближение кривой вращения достаточно гладкое и остается таковым для первой производной, полученный профиль  $f(R) = \sigma_\phi^2(R)/\sigma_R^2(R)$  также оказывается гладким для всех галактик в выборке. Устойчивость производной гарантирует отсутствие сильных отклонений и почти все полученные значения  $f(R)$  лежат в промежутке от 1 до 0.5. Это согласуется с наложенными на  $f(R)$  физическими ограничениями, которые следуют из уравнения (1.3): в центральной части диск вращается

твердотельно, что влечет  $f(R) = 1$ , а на периферии профиль  $\bar{v}_\phi$  перестает заметно меняться и давать вклад в производную, то есть  $f(R)$  становится близко к 0.5.

### 1.5 Проверка для NGC 1068 и результаты

Чтобы проверить, работает ли предложенный метод и показать, как именно будут представлены результаты для всех галактик, была взята одна галактика не из исследуемой выборки, которая рассматривалась ранее в работе [9]. Эта галактика NGC 1068, которая является галактикой позднего Sab типа с наклоном в  $30 \pm 9$  градусов. Профили дисперсий скоростей и кривой вращения в работе рассматриваются на промежутке  $38'' - 90''$  при фотометрическом экспоненциальном масштабе  $h = 21''$ . Полагая профили дисперсий скоростей в радиальном и вертикальном направлении экспоненциальными с одинаковым масштабом, авторы в [9] находят оптимальную модель, которая минимизирует суммарный  $\chi^2$  для двух профилей  $\sigma_{\text{los}}$  и профиля асимметричного сдвига одновременно. Наилучшее значение  $\sigma_z/\sigma_R$  в работе было получено равным  $0.58 \pm 0.07$ , значение  $\sigma_R$  в нуле для лучшего приближения было оценено как  $213 \pm 20$  км/с.

Для имеющихся данных построенные приближения профилей оказались близки к таковым из работы [9]. Напомню, что в диссертационной работе не использовалось предположение об экспоненциальном виде профиля, а данные аппроксимировались сплайнами. Для полученных приближений были построены карты значений  $\chi^2$  для малой и большой осей, как было указано выше (см. верхнюю и среднюю карты на Рис. 1.2). При этом за неизвестный параметр  $\sigma_{R,0}$  принято значение радиальной дисперсии звезд при  $38.5''$ , что соответствует расстоянию от центра галактики до первой рассматриваемой наблюдательной точки. Чтобы визуальным образом отобразить, существует ли совместный глобальный минимум, была выбрана область минимальных значений  $\chi^2$  для малой оси и затем она была нанесена на карту  $\sigma_{\text{los,maj}}$ . Это область на Рис. 1.2 на всех картах заполнена серым цветом и соответствует линии минимальных значений  $\chi^2$  для малой



оси плюс 10%<sup>1</sup>. Пунктирной линией нанесено решение первого уравнения в системе (1.5), которое описывает теоретическую зависимость двух исследуемых параметров и должно идти вдоль линии минимальных значений  $\chi^2$  для  $\sigma_{\text{los,min}}$ . На нижнем рисунке представлены соответствующие значения  $\chi^2$  для большой оси, полученные для пар параметров из серой области. Заметим, что пунктирная линия не целиком лежит внутри минимальной зоны. Такое поведение нормально и легко прослеживается по карте  $\sigma_{\text{los,maj}}$  (средняя карта), где при  $\beta = 0.5$  границы серой области одновременно пересекаются с одной изолинией, а пунктирная линия ее уже пересекла и теперь соответствует меньшему  $\chi^2$ .

На построенных картах видно, что оба профиля дисперсий скоростей звезд по отдельности не восстанавливаются, так как присутствует вырождение параметров — минимальное значение  $\chi^2$  лежит в широкой области параметров  $\sigma_{R,0}$  и  $\beta$ , связанных соотношением

$$\sigma_{R,0}(\sin^2 i + \beta^2 \cos^2 i) = \text{const.}$$

Иными словами, для любого значения  $\beta$  можно подобрать подходящее  $\sigma_{R,0}$  так, что ошибка восстановления соответствующего профиля будет меняться достаточно слабо. Для NGC 1068, как и во всех остальных случаях, вырождение вдоль малой оси более строгое, то есть при подборе подходящих параметров величина  $\chi^2$  будет одной и той же для любого  $\beta$ . Такое поведение напрямую следует из первого уравнения в (1.5), откуда связь между параметрами может быть явно записана в аналитическом виде. Однако, несмотря на вырождение, из последнего рисунка видно, что для всех кривых на нем есть глобальный минимум. Это означает, что существуют значения параметров  $\beta$  и  $\sigma_{R,0}$ , минимизирующих ошибки для обеих проекций данных. Получившийся минимум значений для  $\beta$  довольно широк, но лежит в пределах доверительного интервала значений из работы [9]. Значение параметра дисперсии скоростей в радиальном направлении  $\sigma_{R,0}$  также соответствует полученному ранее, если его вычислить для соответствующего расстояния.

---

<sup>1</sup>Такая ширина области выбрана произвольно. Необходимо отметить, что рассматриваемые карты несут иллюстративный характер, по ним легко проследить, как именно приближается каждая из осей. Корректно положение минимума стоит рассматривать на карте совместного  $\chi^2$  для обеих осей, как изображено на Рис. 1.10 для галактики NGC 338. Тем не менее несложно заметить, что минимум совместного  $\chi^2$  будет достигаться ровно в том же районе, где будет минимум для параметров из серой области на нижнем рисунке из трех.

Этот результат был проверен на устойчивость с помощью метода Монте-Карло для 10000 реализаций. В каждой реализации для каждой наблюдательной точки случайным образом выбиралось новое положение в соответствии с нормальным законом распределения с центром в изначальном значении и дисперсией равной половине ошибки. Для нового набора точек строились аппроксимации и получались новые значения профилей  $F(R)$  и  $f(R)$ . Затем перебором находилось оптимальное значение параметров  $\beta$  и  $\sigma_{R,0}$ , при которых совместный  $\chi^2$  для профилей  $\sigma_{\text{los,min}}$  и  $\sigma_{\text{los,maj}}$  оказывался минимальным. На таких картах, как рассмотренная выше для NGC 1068, такое значение соответствовало бы положению глобального минимума. Полученное этим методом облако параметров достаточно компактно и при ошибке в одно стандартное отклонение соответствует значениям  $\beta = 0.62 \pm 0.07$ ,  $\sigma_{R,0} = 134 \pm 9$  км/с. Отметим, что второй параметр не следует напрямую сравнивать с полученным в работе [9], так как за  $\sigma_{R,0}$  обозначена радиальная дисперсия на расстоянии  $38.5''$ , а не в нуле. Для сравнения результатов моделей между собой необходимо скорректировать дисперсию за расстояние. В работе [9] экспоненциальный масштаб для профилей дисперсий скоростей  $\sigma_R$  и  $\sigma_z$  (т. н. кинематический экспоненциальный масштаб) для этой галактики получился равным  $72''$ . Таким образом,  $\sigma_{R,0}$  необходимо скорректировать на множитель  $\exp(-38.5/72.0)$ , что дает итоговое значение  $\sigma_{R,0}$  в 125 км/с, которое близко к полученному мной.

Таким образом, несмотря на вырождение каждого профиля по отдельности, из-за разной скорости вырождения для NGC 1068 существует область глобального минимума, т.е. область оптимальных значений параметров. Значения в этой области совпадают с полученными ранее в работе [9] и проверены методом Монте-Карло. Показано, что для этого проверочного случая предложенный непараметрический метод работает.

Для галактик в использованной выборке был проведен такой же анализ с построением карт и их последующей проверкой методом Монте-Карло. Полученные результаты оказались очень схожими между собой и демонстрировали отсутствие глобального минимума, за одним исключением. На Рис. 1.3–1.6 представлены карты для этих галактик, построенные тем же способом, что на Рис. 1.2. Исключением является галактика NGC 1167, которая имеет наименьший угол наклона среди галактик в выборке. Для нее минимум был получен при значениях величины  $\sigma_z/\sigma_R$  около 0.3, т.е. близко к краю области возможных

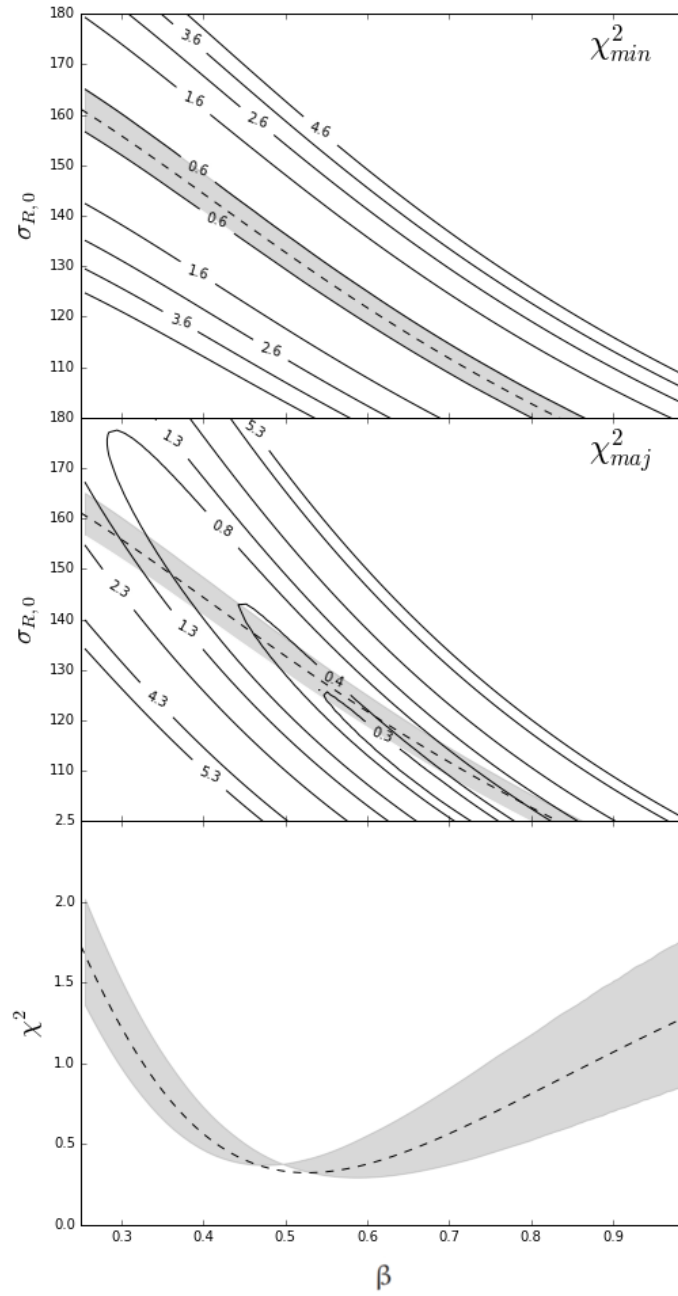


Рисунок 1.2 — Карты  $\chi^2$  для NGC 1068. На верхнем и среднем рисунке изображены карты для  $\sigma_{los,min}$  и  $\sigma_{los,maj}$  соответственно. На обеих картах непрерывными линиями отмечены уровни одинакового  $\chi^2$ , штриховой линией обозначена зависимость  $\sigma_{R,0}$  от  $\beta$  (см. текст). Серая закрашенная область соответствует значениям параметров  $\sigma_{R,0}$  и  $\beta$ , для которых величина  $\chi^2$  минимальна для дисперсии скоростей звезд на луче зрения вдоль малой оси. На нижнем рисунке показаны значения  $\chi^2$ , полученные на карте  $\sigma_{los,maj}$  в указанной серой области и вдоль линии зависимости  $\sigma_{R,0}$  от  $\beta$ .

значений. Однако это формальный минимум, потому что значение  $\chi^2$  практически постоянно от самых маленьких значений  $\beta$  (даже если брать  $\beta < 0.3$ ) до  $\beta \approx 0.5$ , т.е. минимум очень широкий. Моделирование методом Монте-Карло не дает какого-то выделенного значения  $\beta$  из диапазона  $\beta < 0.5$ . Таким образом, вопрос о минимуме для галактики NGC 1167 непростой, и она будет отдельно рассмотрена в следующем разделе.

Для остальных трех галактик величина  $\chi^2$  монотонно растет с увеличением  $\beta$  во всем диапазоне возможных значений. Таким образом, как видно из нижних карт на соответствующих рисунках, наименьшая величина  $\chi^2$  получается в области малых значений  $\beta$ , т.е. на левом краю диапазона варьирования этого параметра. По отдельности для каждой оси, также как и в случае NGC 1068, присутствует вырождение. Разница в величинах  $\chi^2$  между отдельными галактиками объясняется неоднородностью параметров выборки галактик, а именно различной величиной характерной ошибки, неодинаковой разнесенностью профилей и различным количеством наблюдательных точек. Так, например, NGC 3245 имеет очень маленькие относительные ошибки и сильно разнесенные профили, что приводит к большим значениям  $\chi^2$ .

Полученные маленькие оптимальные значения  $\beta$  скорее всего не являются истинными и представляют собой особенность ограничения области задания параметра в численных моделях. Положение оптимальных значений в значительной степени подтверждается методом Монте-Карло, в котором подавляющее большинство решений  $\beta$  также находится на нижней границе значений. Как было указано выше в разделе о методике исследования, значения  $\beta$  меньше 0.3 представляются нефизическими, поэтому полученные результаты ставят под сомнение основное предположение о незначительных отклонениях отношения  $\sigma_z/\sigma_R$  от константы на рассматриваемых расстояниях. Еще под сомнением может оказаться качество наблюдательных данных. Заметим, однако, что выборка сильно неоднородна по ряду параметров и вряд ли качество данных может быть причиной фактически одинакового результата, имеющего статистическое подтверждение. Также, по-видимому, полученные результаты обусловлены малым вкладом вертикальной дисперсии  $\sigma_z$  в наблюдаемые профили дисперсий скоростей вдоль луча зрения при больших наклонах  $i$ , что проявляется в дальнейшей сложности восстановления параметра  $\beta$ . Подробнее эти предположения исследуются в следующих разделах.

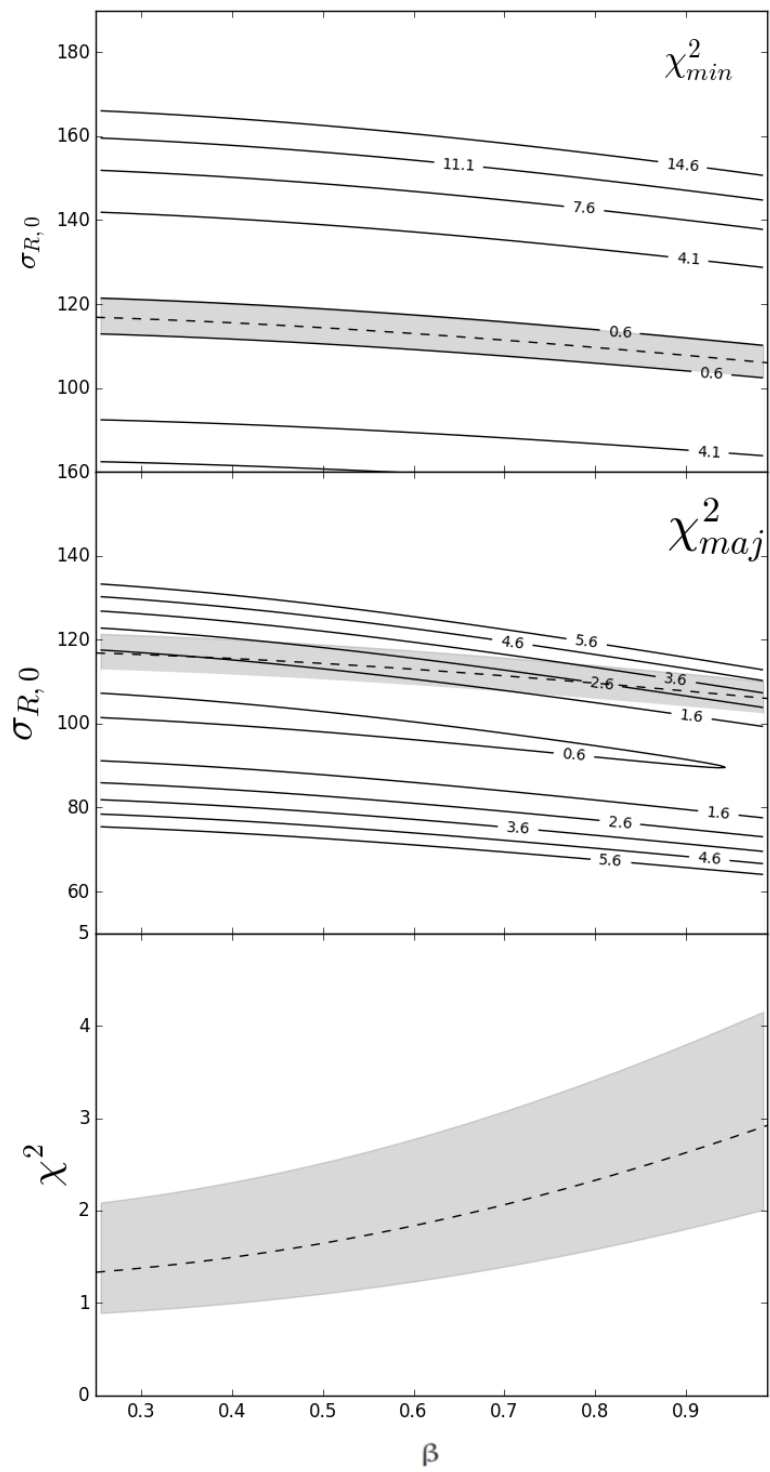


Рисунок 1.3 — Карты  $\chi^2$  для NGC 338. Обозначения аналогичны Рис. 1.2.

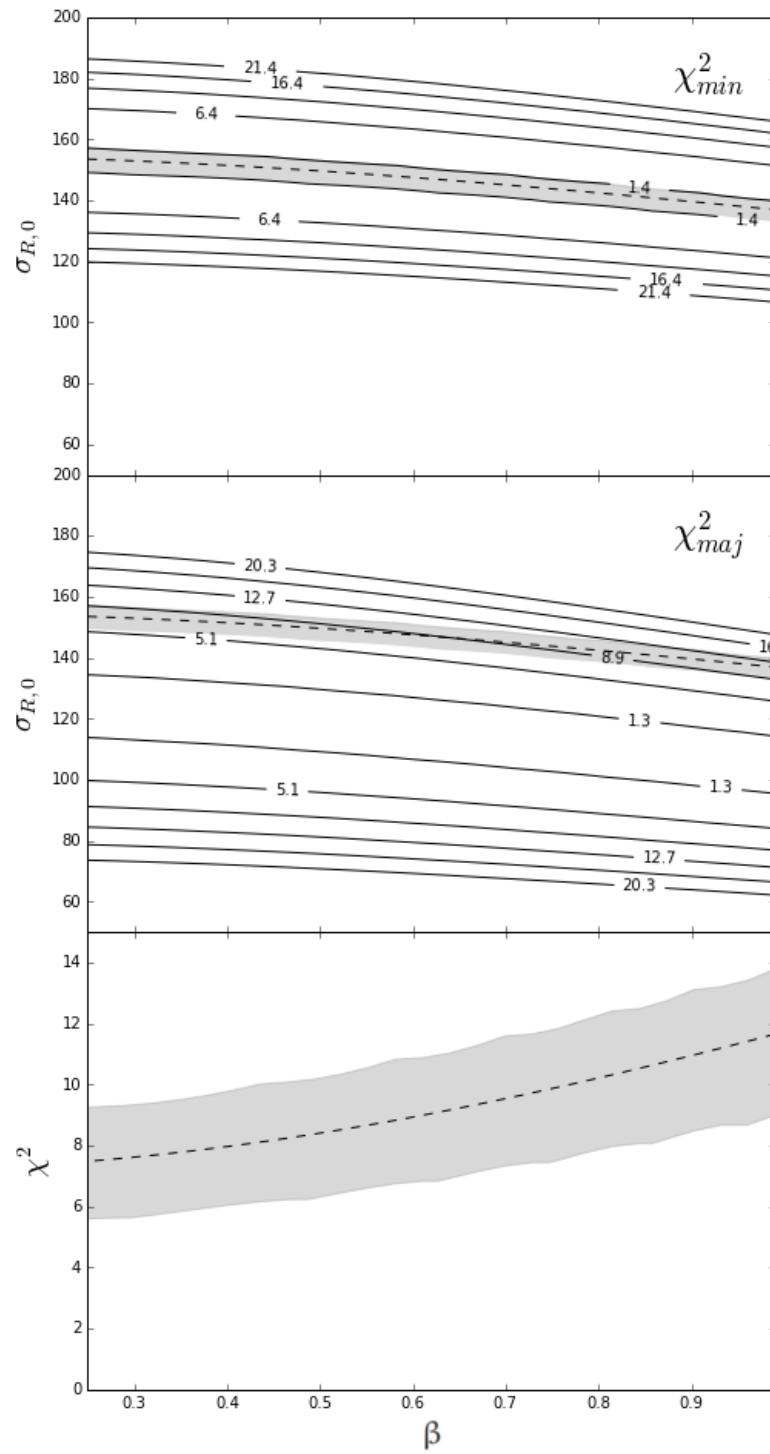


Рисунок 1.4 — Карты  $\chi^2$  для NGC 3245. Обозначения аналогичны Рис. 1.2.

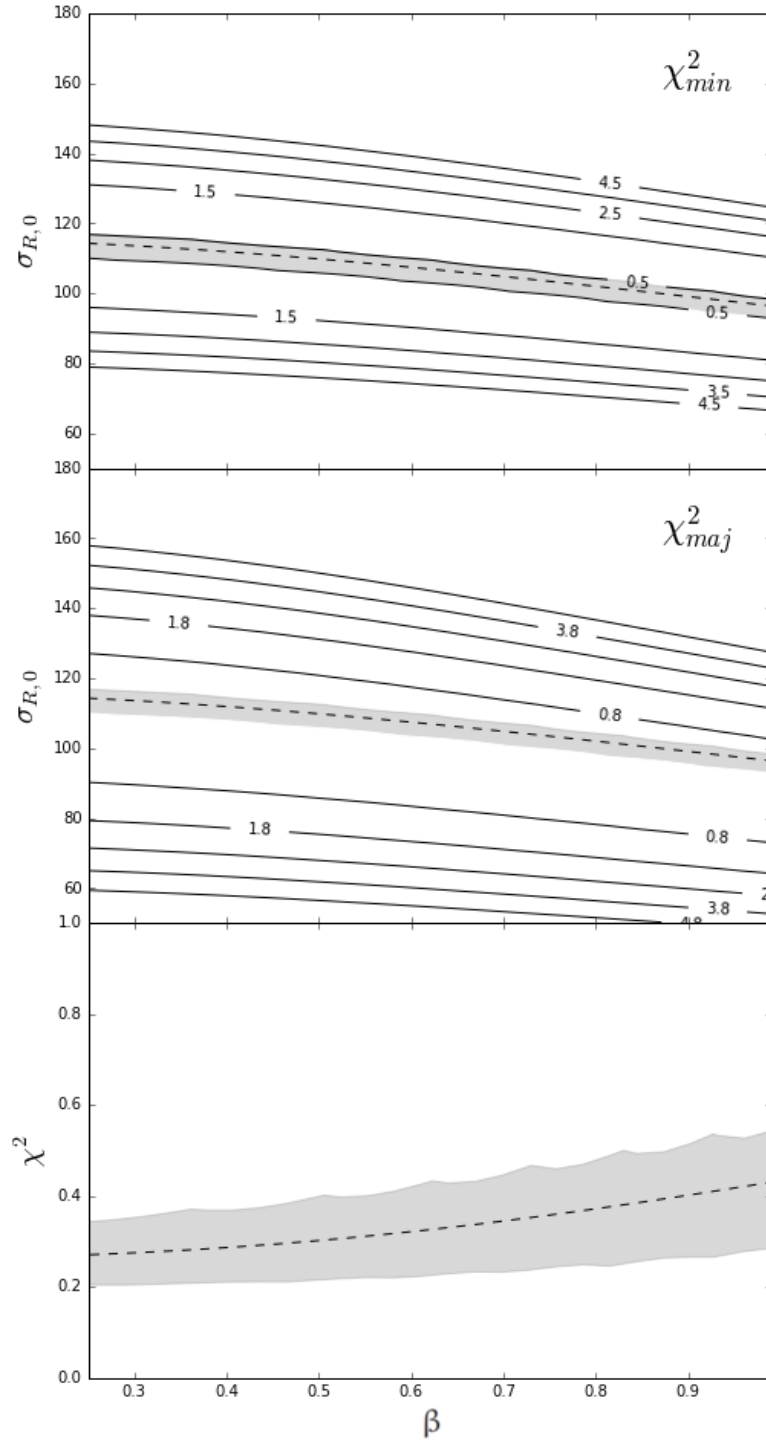


Рисунок 1.5 — Карты  $\chi^2$  для NGC 4150. Обозначения аналогичны Рис. 1.2.

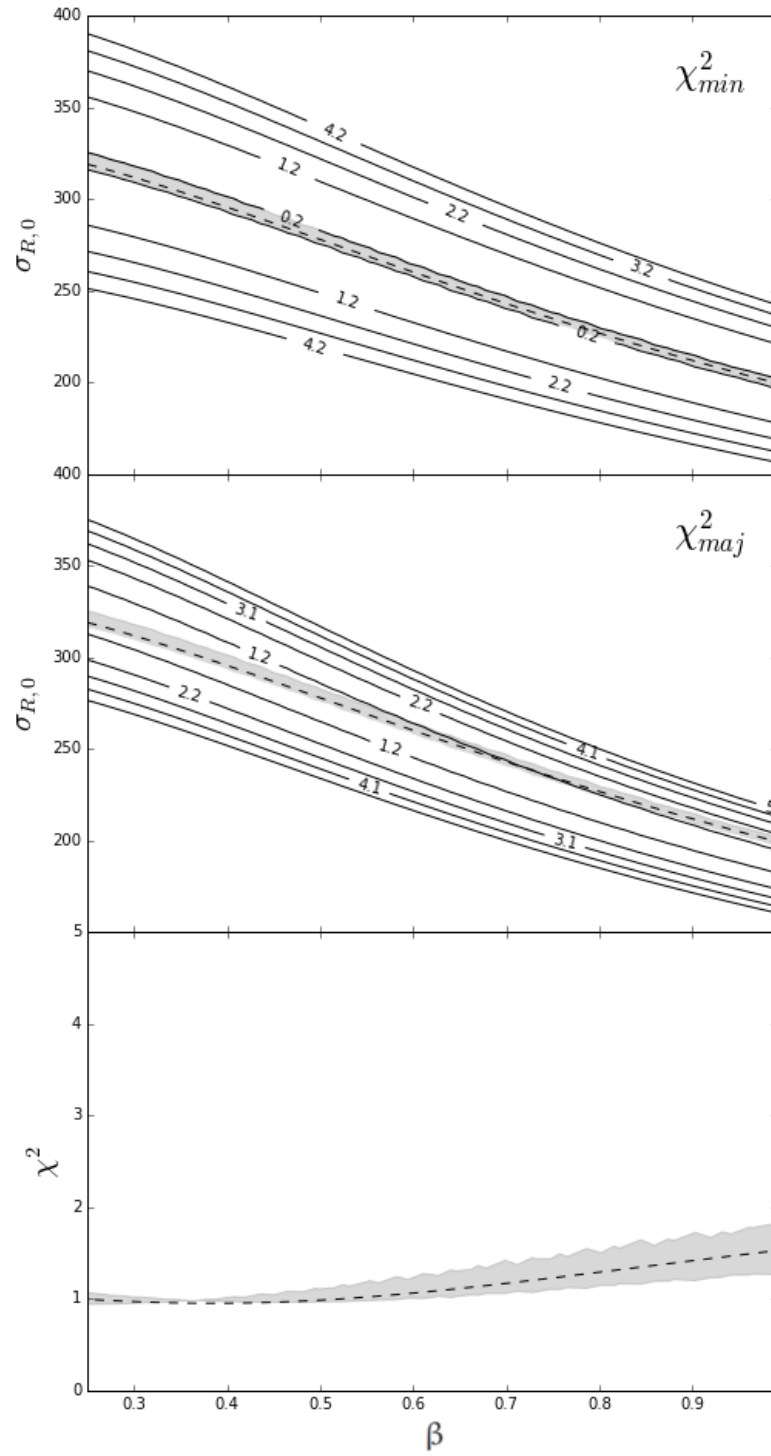


Рисунок 1.6 — Карты  $\chi^2$  для NGC 1167. Обозначения аналогичны Рис. 1.2.



## 1.6 Решения «на краю»: NGC 2775

Результаты для трех галактик из выборки оказались непохожими на случай NGC 1068. Они демонстрируют сильное вырождение, и оптимальные величины  $\beta$  находятся в области минимальных физически значимых значений. Даже в случае галактики NGC 1167, для которой карты  $\chi^2$  демонстрируют глобальный минимум при  $\beta \approx 0.3$ , требуется более тщательный анализ. Полученные решения на краю нельзя признать подходящими по следующей простой причине. Как можно видеть из карт, значения  $\chi^2$  для трех галактик NGC 338, NGC 3245 и NGC 4150 продолжают убывать за пределами выбранного диапазона  $\beta$ . Если бы не были известны ограничения, накладываемые на величину отношения  $\sigma_z/\sigma_R$ , то из предложенных моделей получились бы нефизические решения. Решения, похожие на решения на краю, были получены и в предыдущих работах — как максимальные значения  $\beta = 1$  ([9], NGC 2775), так и близкие к минимальным  $\beta = 0.25$  [10]. Для проверки была взята галактика NGC 2775 из той же работы [9], что и NGC 1068, построена модель и проанализировано положение минимума.

Галактика NGC 2775 является галактикой типа Sa или Sab и имеет наклон  $40^\circ$ . Профили дисперсий скоростей рассматриваются в работе [9] на достаточно широком промежутке —  $31'' - 62''$ . В статье также отмечено, что между разными работами есть различия в оценке вклада балджа и существует вероятность, что диск не является доминирующим в рассматриваемом диапазоне. Тем не менее, авторы полагают влияние балджа незначительным на расстояниях больше  $30'' - 40''$ . Лучшие значения для  $\beta$  были получены в диапазоне  $1.02 \pm 0.11$ . Соответствующее значение  $\sigma_{R,0}$  в нуле равняется примерно 200 км/с, что при принятом кинематическом масштабе в  $45''$  дает значение радиальной дисперсии около 100 км/с на расстоянии  $31''$ . Это значение и следует сравнивать с полученным ниже в исследуемой здесь модели.

Полученный профиль аппроксимации  $\sigma_{\text{los,min}}$  близок к профилю из работы [9]. Это объясняется тем, что, несмотря на выбор сплайнов вместо экспонент, сами наблюдательные точки лежат довольно близко к экспоненциальному профилю. Для уверенности была сделана попытка использовать вместо приближения сплайнами экспоненциальные профили, что никак не сказалось на полученных результатах. Профиль кривой вращения также мало меняется на

обсуждаемом промежутке и аппроксимируется схожим образом. Полученные карты  $\chi^2$  представлены на Рис.1.7. Чтобы удостовериться, что значение  $\beta$  на правом краю не является истинным минимумом, было снято ограничение  $\beta \leq 1$  и построены карты  $\chi^2$  и для больших значений. Как видно на Рис. 1.7, полученные при прежних ограничениях решения давали бы минимум для  $\beta = 1$  и  $\sigma_{R,0} \approx 90$  км/ч, что близко к оптимальным параметрам в работе [9]. Однако, как видно из тех же карт, полученный минимум не является глобальным и при снятых ограничениях  $\chi^2$  продолжает убывать, достигая заметно меньших значений при больших  $\beta$ . Этот результат был проверен с помощью 10000 реализаций методом Монте-Карло как описано выше. Во всех рассмотренных реализациях минимальные значения были получены близко к правому краю диапазона, который в данном случае взят равным 2.5.

Таким образом, на примере NGC 2775 было продемонстрировано, что получаемые решения на краю не являются особенностью использованных мною данных или выбранных аппроксимаций. Несмотря на то, что полученное в рамках физических ограничений значение  $\beta$  оказалось в точности таким же, как в работе [9], в принятой модели оптимальное значение  $\beta$  лежит далеко за пределами этих ограничений. Это означает, что  $\beta = 1$  при использованных предположениях и методике не является физическим решением, а скорее особенностью численной модели при наложенных ограничениях. Была также предпринята попытка проанализировать результат для галактики NGC 2280 из работы [10] с решением в области минимальных значений, однако для нее не удалось воспроизвести подобный результат. Формальное оптимальное значение  $\beta$  получилось на правом краю.

### 1.7 Галактики с большим углом наклона: NGC 338

Для того, чтобы определить влияние угла наклона, необходимо рассмотреть уравнения (1.2). Можно понять, что вклад дисперсии в вертикальном направлении в наблюдательные данные мал при больших углах наклона. Для этого надо рассмотреть уравнение для дисперсии скоростей звезд вдоль малой оси, вклад в которую дают слагаемые  $\sigma_R^2 \sin^2 i$  и  $\sigma_z^2 \cos^2 i$ . Легко заметить, что

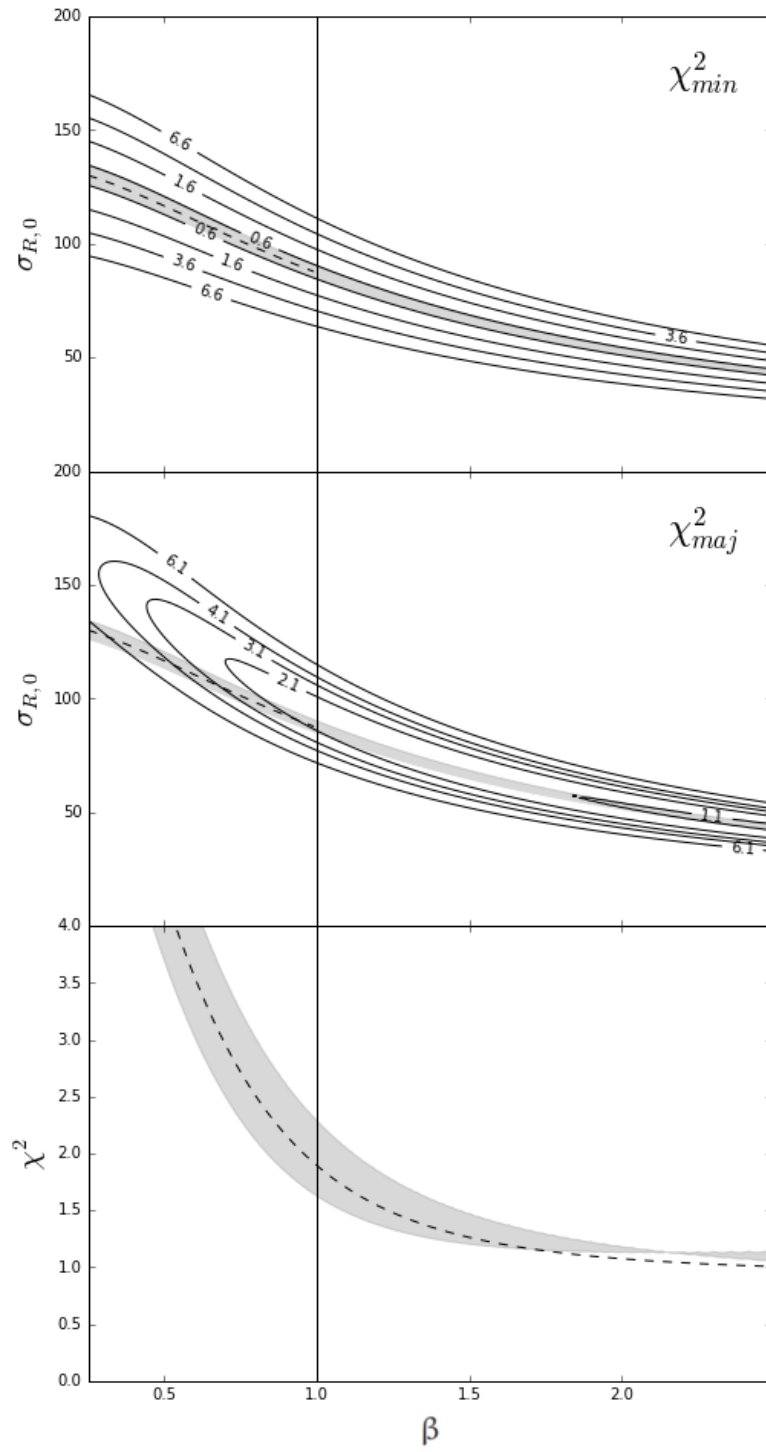


Рисунок 1.7 — Карты  $\chi^2$  для NGC 2775. Обозначения аналогичны Рис. 1.2. Сплошной вертикальной линией показана граница физически значимых решений  $\beta = 1.0$ .

вклад этих слагаемых в общую сумму распределяется как 1 к  $\beta^2 \text{ctg}^2 i$  соответственно. Это означает, что при углах наклона  $i > 60^\circ$  вклад, соответствующий вертикальной дисперсии, не превышает одной трети и может быть еще меньше. Показательно сравнение величины этого вклада с величиной ошибки наблюдательных данных. Для NGC 338 и NGC 4150 относительная величина ошибки  $\sigma_{\text{los,min}}^2$  составляет не менее 10 – 15%, откуда следует, что при любом  $\beta \leq 0.7$  вклад  $\sigma_z$  будет сравним с величиной наблюдательных ошибок и по этой причине очевидно не может быть корректно восстановлен. Даже для NGC 3245, где ошибки малы и в среднем не превышают 8 – 9%, вклад будет меньше, чем величина ошибок, при  $\beta \leq 0.55$ . При  $\beta \leq 0.7$  этот вклад будет не превышать полутора величин ошибок, что тоже представляется недостаточным для корректного восстановления. Получение бóльших величин отношения вертикальной дисперсии к радиальной и соответственно бóльших вкладов маловероятно, так как рассматриваются достаточно протяженные профили и тяжело представить механизм, который бы сильно разогревал далекие области диска вплоть до  $2 - 2.5 h$ . Однако даже в таких случаях вклад, соответствующий  $\sigma_z$ , не превысит трети от вклада радиальной дисперсии и SVE будет трудно восстановить. Таким образом, для галактик с углами наклона к лучу зрения  $i > 60^\circ$  крайне трудно или невозможно восстановить точно значение  $\beta$  на любом промежутке данных. В этом и заключается причина того, что для галактик NGC 338, NGC 3245 и NGC 4150 не удастся восстановить SVE и получается формальное решение в области минимальных значений взятых параметров.

Хотя для галактик с большими углами наклона и не получается восстановить точное значение  $\beta$ , для них можно получить хорошее ограничение на второй параметр — величину радиальной дисперсии, которая необходима для исследования гравитационной неустойчивости. Это ограничение хорошо заметно на картах  $\chi^2$ , см. Рис. 1.3–1.5. Как видно, для галактик под большими углами наклона на всем протяжении возможных  $\beta$  значения радиальной дисперсии меняются мало. Качественно это можно понять из первого уравнения в (1.5). Видно, что зависимость величины  $\sigma_R$  по отношению к наблюдательным данным  $\sigma_{\text{los,min}}$  задается значением в скобках, зависящим от  $\beta$  и угла  $i$ . Если принять, что величина отношения  $\sigma_z/\sigma_R$  меняется в диапазоне от 0 до 1, то значение в скобках будет соответствующим образом меняться от  $\sin^2 i$  до 1. Следовательно, для углов наклона порядка  $60^\circ$  значения  $\sigma_R$  будут меняться незначительно и останутся

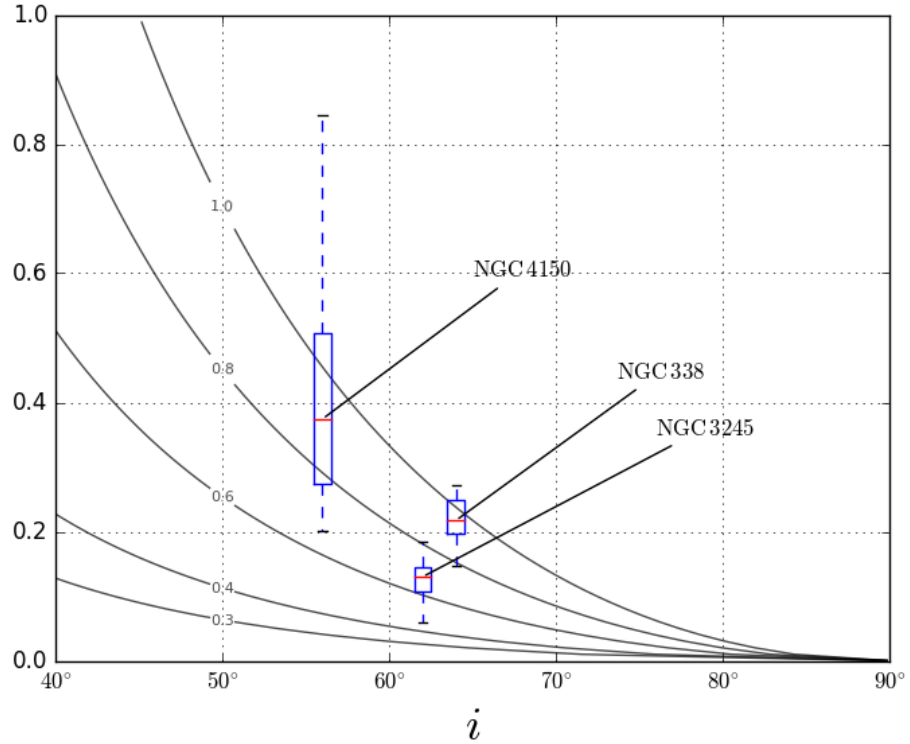


Рисунок 1.8 — Сравнение влияния угла наклона с величиной ошибок в данных. Линии показывают зависимости  $\beta^2 \text{ctg}^2 i$  при разных  $\beta$ , которые соответствуют вкладу слагаемого с вертикальной дисперсией скоростей во втором уравнении системы (1.2). Распределения относительных ошибок  $\sigma_{\text{los,min}}^2$  для трех подписанных галактик представлено ящичной диаграммой, которая показывает максимум, минимум, медиану, а также первый и третий квартили распределения. Ширина каждой диаграммы одинакова, положение по оси абсцисс соответствует углу наклона подписанной галактики.

в пределах 1 — 1.25 значений  $\sigma_{\text{los,min}}$ . Такие ограничения на величину радиальной дисперсии никак не учитывают данные вдоль большой оси, но могут быть проверены независимым способом с использованием данных о газовой кривой вращения  $v_c$ . Я продемонстрирую это на примере галактики NGC 338.

Галактика NGC 338 является единственной из выборки, для которой есть достаточно хорошие данные о газовой кривой вращения. Эти данные получены из наблюдений в линиях  $\text{H}\beta$  и  $[\text{OIII}]$  и подробно описаны в статье [32]. Идея проверки состоит в следующем: с помощью уравнения (1.4) при известной фотометрии и конкретном выбранном значении  $\sigma_{R,0}$  можно определить величину асимметричного сдвига. Это значение следует затем прибавить к средней азимутальной скорости звезд  $\bar{v}_\phi$ , после чего полученную модельную величину  $v_c$  можно будет сравнить с наблюдаемыми значениями и вычислить величину  $\chi^2$ .

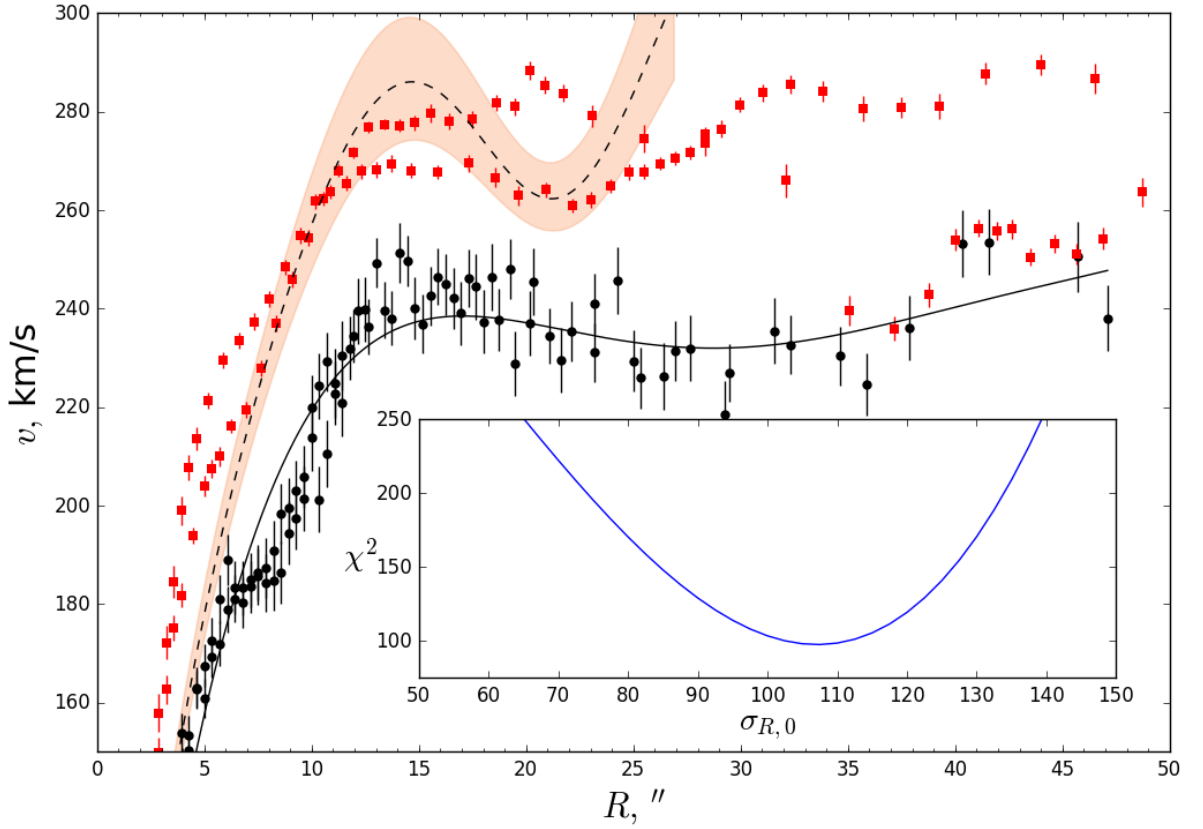


Рисунок 1.9 — Восстановление газовой кривой вращения для галактики NGC 338. Кружки и непрерывная прямая обозначают наблюдательные данные и наилучшую аппроксимацию звездной кривой вращения. Квадраты обозначают скорости вращения ионизованного газа, т.н. «холодная» кривая вращения. Внутренний маленький рисунок показывает график значения  $\chi^2$  для асимметричного сдвига в зависимости от величины параметра  $\sigma_{R,0}$ . Восстановленная из звездной кривой вращения с помощью уравнения (1.4) газовая кривая вращения, соответствующая минимальному  $\chi^2$  при  $\sigma_{R,0} = 107$  км/с, показана штриховой линией. Закрашенная область соответствует модельным газовым кривым вращения, восстановленным при величине параметра  $\sigma_{R,0}$ , отличающегося не более чем на 30 км/с от оптимального значения.

Таким образом, перебирая возможные значения  $\sigma_{R,0}$  и вычисляя для них значения ошибки, можно попытаться найти оптимальный параметр, при котором отличие реальных данных и модели будет минимальным.

Выражение в скобках в (1.4) вычисляется следующим образом. Отношение  $\frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_R^2}$  уже известно, это  $f$ . Для вычисления логарифмической производной  $\frac{\partial \ln \Sigma_s}{\partial \ln R}$  делается дополнительное предположение о постоянстве отношения массы к светимости. В этом случае в производной  $\frac{\partial \ln \Sigma_s}{\partial \ln R}$  можно использовать поверхностную яркость звездного диска вместо поверхностной плотности  $\Sigma_s$ .

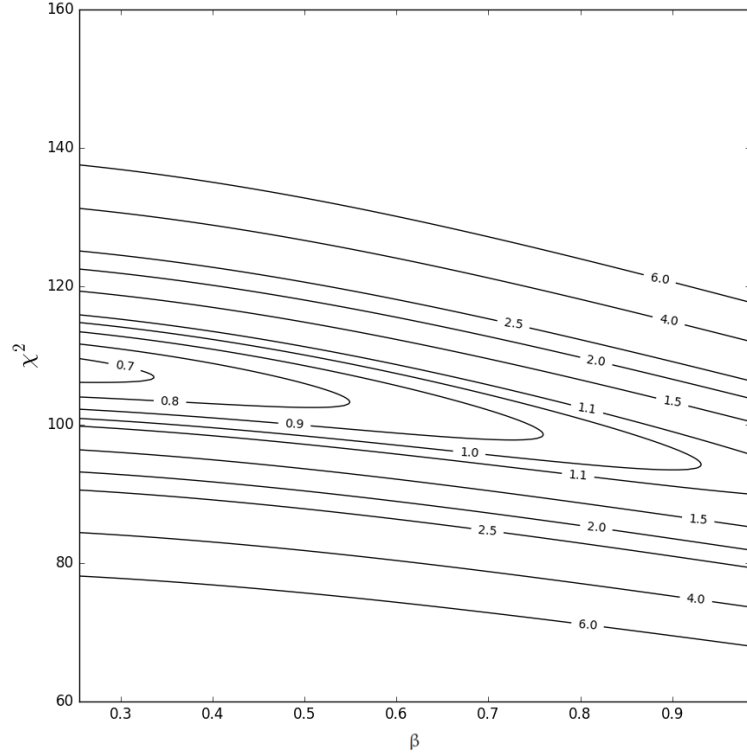


Рисунок 1.10 — Карта совместной величины  $\chi^2$  для большой и малой оси для галактики NGC 338. Линии показывают уровни одинаковых значений  $\chi^2$ , величина которых подписана на рисунке для каждой линии.

в тех полосах, которые трассируют старое звездное население. Для экспоненциального профиля яркости это означает, что логарифмическая производная должна быть заменена отношением  $-\frac{R}{h}$ , где  $h$  — экспоненциальный масштаб диска. Необходимая фотометрия в полосе  $I$  была взята из работы [44], в которой экспоненциальный масштаб диска был найден равным  $12.9''$ . Наконец, последнюю логарифмическую производную  $\frac{\partial \ln \sigma_R^2}{\partial \ln R}$  можно найти численно, подставив в нее вместо профиля  $\sigma_R(R)$  значения  $\sigma_{\text{los,min}}(R)$ . Такая замена объясняется тем, что логарифмическая производная не зависит от домножения на константу, а  $\sigma_{\text{los,min}}(R)$  пропорционально  $\sigma_R(R)$  с коэффициентом пропорциональности  $\sin^2 i + \beta^2 \cos^2 i$ .

На Рис. 1.9 представлены результаты расчетов по описанной методике для NGC 338. На рисунке представлена газовая и звездная кривые вращения, модельные значения и зависимость величины ошибки  $\chi^2$  от модельного параметра  $\sigma_{R,0}$ . Видно, что наблюдается глобальный, достаточно строгий минимум кривой



$\chi^2$  при значении около 107 км/с. Соответствующее такой радиальной дисперсии восстановленное из уравнения асимметричного сдвига значение  $v_c$  показано пунктирной линией, закрашенная область соответствует восстановленным значениям при отклонениях в 30 км/с от оптимального значения  $\sigma_{R,0}$ . Как видно, за исключением близких к центру галактики областей, газовая кривая вращения восстанавливается достаточно хорошо. Отметим, что при  $R \geq 27''$  асимметричный сдвиг не вычислялся по той причине, что производная  $\sigma_{\text{los,min}}$  из-за малого количества точек дает большие ошибки в этой области.

Для галактики NGC 338 величина  $\sigma_{\text{los,min}}(r_{\text{e,b}})$  составляет около 100 км/с, что при наклоне  $64^\circ$  дает, как было указано выше, теоретический диапазон возможных значений  $\sigma_{R,0}$  от 100 км/с до 125 км/с. Это значение хорошо согласуется со значением, полученным независимо из уравнения асимметричного сдвига. Еще одно менее сильное свидетельство верно поставленных ограничений следует из данных на Рис. 1.10. На нем изображена карта совместного для обеих осей  $\chi^2$ , на которой видно, что наилучшее в смысле ошибок приближение одновременно двух наблюдательных профилей  $\sigma_{\text{los,maj}}$  и  $\sigma_{\text{los,min}}$  получается при величинах  $\sigma_{R,0}$  приблизительно из того же ограниченного диапазона.

Таким образом, для галактик с большим углом наклона можно получить ограничения, дающие небольшой диапазон возможных значений радиальной дисперсии звезд. На примере NGC 338 показано, что этот диапазон согласуется с величиной асимметричного сдвига. Важность этого результата в том, что с помощью таких ограничений можно найти достаточно узкий диапазон возможных значений параметра Тумре  $Q$  и определить динамический статус звездного диска в галактике.

## 1.8 Равномерно ли нагрет диск NGC 1167?

Галактика NGC 1167 имеет наклон в  $30^\circ$  и поэтому приведенные выше соображения о неравнозначности вкладов  $\sigma_R$  и  $\sigma_z$  в  $\sigma_{\text{los,min}}$  для нее не верны. К тому же, для этой галактики был получен глобальный минимум, хотя и в области минимальных принятых значений параметра  $\beta$ . Значение 0.3 — это значение на границе устойчивости дисков относительно изгибных возмущений (см. стр. 24).

Поскольку существует большое количество механизмов, приводящих к динамическому разогреву дисков в вертикальном направлении, то такое минимальное значение представляется сомнительным. Единственное существенное предположение используемой модели — это предположение о постоянстве отношения  $\beta$  вертикальной дисперсии скоростей к радиальной. На всем рассматриваемом промежутке для NGC 1167 в совокупности оно может оказаться не верным. Чтобы проверить это, можно попробовать восстановить значение  $\beta$  на меньших промежутках значений расстояний и затем сравнить эти значения между собой. Такой анализ был проведен для NGC 1167. Полученные результаты обсуждаются ниже.

Если обратиться к наблюдательным данным, то, как видно на Рис. 1.1, у NGC 1167 на наблюдательном профиле  $\sigma_{\text{los,min}}$  присутствует излом на расстоянии около  $30''$  от центра галактики. Логично попытаться восстановить величину параметра  $\beta$  до и после этого излома независимо. Для этого были рассмотрены участки профиля на расстояниях от эффективного радиуса балджа  $r_{\text{e,b}}$  до  $30''$  и от  $30''$  до конца наблюдательных данных. Полученные участки профилей примерно равной длины были приближены экспонентами, т.к. хорошо ими описываются, после чего были построены карты тем же способом, что и ранее. Для обоих промежутков были найдены минимумы, устойчивость которых была затем проверена с помощью метода Монте-Карло. Для каждого из промежутков было построено 10000 реализаций.

Полученные результаты представлены на Рис. 1.11. Как видно из рисунка, облака точек, соответствующие случайным реализациям для разных промежутков, четко разделяются. Они хорошо описываются двумерным нормальным распределением для величин  $\sigma_{R,0}$  и  $\beta$ , и относительно компактны. Для более близкого к центру промежутка значения  $\beta$  при ошибке в одно стандартное отклонение оказались равными  $0.72 \pm 0.09$ , а для дальнего —  $0.30 \pm 0.08$ . Такие значения согласуются со значениями, полученными в других работах и собранными в работе [36]. Таким образом, решение на краю в промежутке расстояний  $30''$ – $60''$  скорее всего действительно оказывается правильным решением, попавшим на край промежутка физически значимых величин. Примечательно также и то, что полученные значения, по крайней мере для внутреннего промежутка, соответствующего расстоянию примерно в одну экспоненциальную длину диска, оказываются практически равными тем, что определены из численных  $N$ -body экспериментов в работе [13] (см. рисунок 8 в статье).

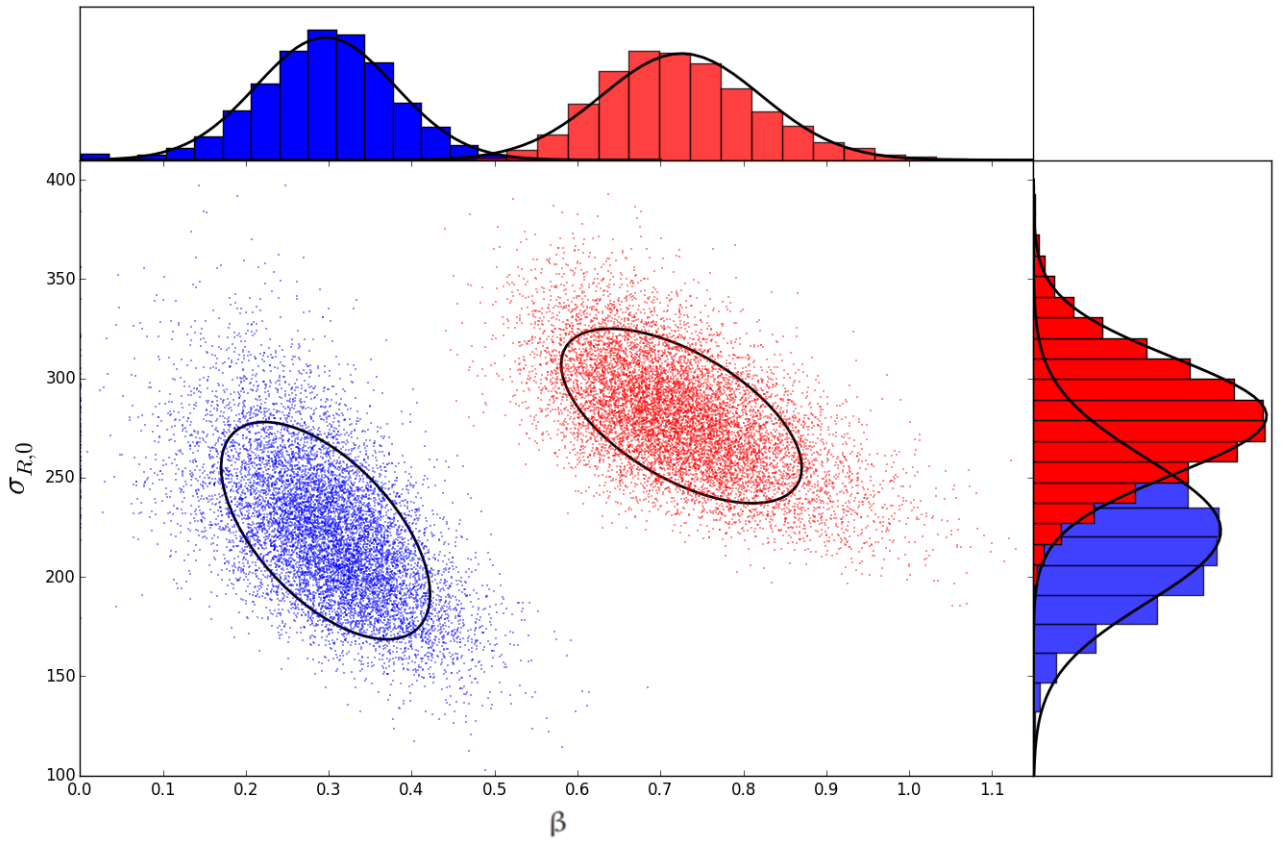


Рисунок 1.11 — Результаты моделирования методом Монте-Карло для галактики NGC 1167 для поделенного надвое профиля данных. Каждая точка показывает, при каких значениях параметров  $\beta$  и  $\sigma_{R,0}$  в данной случайной реализации достигается минимум совместного  $\chi^2$ . Правое облако с большим значением  $\beta$  соответствует внутреннему участку профиля данных, левое с маленьким значением  $\beta$  — внешнему. Сплошным эллипсом показан для каждого облака точек уровень одного стандартного отклонения от центра двумерного нормального распределения. Для каждого облака также построены гистограммы отдельно для каждого параметра и показаны сплошной линией аппроксимации гауссианой.

Для полученных значений  $\beta$  и  $\sigma_{R,0}$  на каждом из двух промежутков были также восстановлены исходные профили дисперсий вдоль луча зрения способом, указанным в обсуждении предложенного метода. Полученные профили и ошибка их определения представлены на Рис. 1.12. Как видно из рисунка, восстановленные профили находятся в хорошем согласии с наблюдательными данными для обеих осей, что еще раз подтверждает полученные значения параметров. Отметим, что центральный восстановленный профиль на рисунке для  $\sigma_{\text{los,min}}$  (нижний рисунок на Рис. 1.12), обозначенный сплошной линией, практически совпадает с использованными в анализе экспоненциальными приближениями внутреннего и внешнего участков.

Необходимо также понять, почему рассмотрение всего профиля целиком предсказывает минимальные значения  $\chi^2$  для  $\beta$ , которое не равно среднему между полученными значениями  $\beta$  отдельно по частям, а тяготеет к меньшему из них. Во-первых, это тяготение не такое уж и сильное — хотя строгий минимум для всего профиля и достигается в районе  $\beta = 0.3$ , но изменения  $\chi^2$  практически не заметны вплоть до величины 0.5, что уже достаточно близко к среднему. Вторая причина, почему минимум так близок к минимальным возможным значениям заключается в том, что наблюдаемые профили  $\sigma_{\text{los,min}}$  и  $\sigma_{\text{los,maj}}$  являются заметно расходящимися в далеких от центра галактики областях. Если ограничить  $\beta$  диапазоном 0.3 — 0.5, который соответствует малым значениям ошибок, то при увеличении  $\beta$  предсказываемые значения  $\sigma_{\text{los,maj}}$  растут и все больше отклоняются от наблюдаемых именно на больших расстояниях, увеличивая  $\chi^2$ . В то же время центральная часть приближается не сильно хуже для малых величин  $\beta$ , давая незначительный прирост суммарной ошибки.

Таким образом для NGC 1167 первоначальное предположение о постоянном значении  $\beta$  вдоль рассматриваемого профиля оказывается неверным. При отказе от этого предположения удастся хорошо восстановить профиль дисперсий скоростей во всем диапазоне рассматриваемых расстояний, а найденные оптимальные значения  $\beta$  и  $\sigma_{R,0}$  являются устойчивыми.

## 1.9 Выводы к Главе 1

Предложен новый метод восстановления SVE, который не использует жесткую параметризацию искомых величин и требует всего одного дополнительного предположения  $\sigma_z/\sigma_R = \beta$ , где  $\beta$  — постоянно вдоль всего рассматриваемого профиля. Такое допущение позволяет ввести пропорциональность между  $\sigma_{\text{los,min}}$  и дисперсией скоростей в радиальном направлении  $\sigma_R$ . Используя эту зависимость, можно подобрать оптимальное значение  $\beta$  и параметра нормировки  $\sigma_{R,0}$  минимизацией ошибки одновременного приближения профилей дисперсий скоростей звезд на луче зрения вдоль большой и малой осей галактики. Полученный результат может быть затем частично проверен с помощью уравнения асимметричного сдвига.

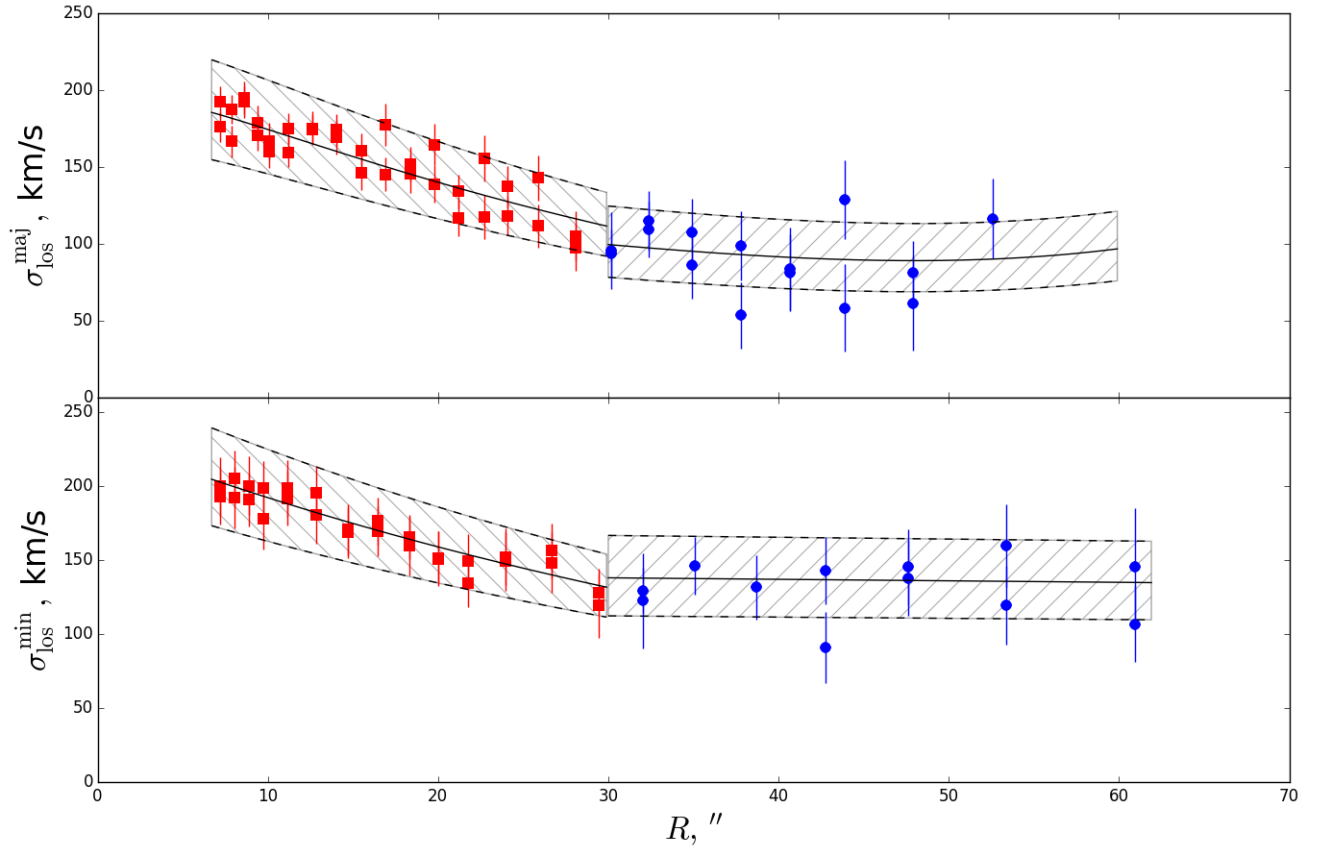


Рисунок 1.12 — Наблюдаемые и восстановленные профили дисперсий скоростей для галактики NGC 1167; случай разделенного надвое профиля. На верхнем рисунке изображен профиль дисперсии скоростей на луче зрения вдоль большой оси  $\sigma_{\text{los,maj}}(R)$ , на нижнем — вдоль малой оси  $\sigma_{\text{los,min}}(R)$ . Точками обозначены наблюдательные данные, квадратами для внутренней половины и кругами для внешней. Сплошная линия показывает для каждого участка и каждой оси восстановленное модельное значение профиля дисперсии скоростей при параметрах, соответствующих среднему двумерного нормального распределения, полученного методом Монте-Карло (Рис. 1.11). Заштрихованные области соответствуют всем возможным восстановленным значениям  $\sigma_{\text{los,maj}}$  и  $\sigma_{\text{los,min}}$  при параметрах  $\beta$  и  $\sigma_{R,0}$ , отличающихся от своего среднего не более чем на одно стандартное отклонение.

Этот подход был успешно протестирован на галактике NGC 1068 и продемонстрировал схожие с полученными в другой работе результаты. Для анализа были найдены данные для трех линзовидных S0 галактик NGC 1167, NGC 3245, NGC 4150 и одной галактики типа Sab — NGC 338. Эти данные, где необходимо, были подвергнуты дополнительной обработке и аппроксимированы гладкими кривыми. После этого для профилей дисперсий скоростей звезд, обрезанных для избавления от влияния балджа, проводилась численная процедура минимизации ошибки перебором на сетке параметров, и были построены итоговые карты величин  $\chi^2$ .

Полученные предложенным методом результаты демонстрируют наличие сильного вырождения модели, как для большой, так и для малой осей. Совместное рассмотрение данных вдоль двух осей не позволяет найти минимум в физически значимой области параметров для галактик с большими углами наклона (NGC 338, NGC 3245 и NGC 4150) и демонстрирует равномерное увеличение  $\chi^2$  с ростом  $\beta$ . Для галактики под небольшим углом наклона NGC 1167, как и для галактики NGC 1068, удастся найти минимум. Он оказался лежащим в области маленьких значений  $\beta$ . Описанные результаты были проверены методом Монте-Карло.

Было показано, что невозможность восстановления, в первую очередь, профиля  $\sigma_z(R)$  является следствием влияния большого угла наклона галактики  $i$ . При углах, больших  $60^\circ$ , вклад этой компоненты дисперсии скоростей в дисперсию скоростей вдоль луча зрения сравним с вкладом ошибок наблюдений. Получающиеся для таких галактик решения на краю области возможных значений параметра  $\beta$  не могут быть выбраны в качестве истинных решений, так как не лежат в области глобального минимума  $\chi^2$ . Такие решения, где параметр  $\beta$  оказывался на краю возможных значений, получались и раньше. Мной была проанализирована одна из таких галактик, NGC 2775 из работы [10]. Для этой галактики был воспроизведен полученный ранее результат  $\beta = 1.0$ . Однако, это решение, так же как и для галактик в используемой выборке, не лежит в области глобального минимума и не может быть признано достоверным.

Несмотря на то, что влияние большого угла наклона не позволяет корректно восстановить все компоненты эллипсоида скоростей, для таких галактик возможные значения  $\sigma_R$  ограничиваются довольно узким диапазоном. Так, для галактики NGC 338, для которой имелись хорошие данные по газовой кривой вращения, этот диапазон был проверен с помощью уравнения асимметричного сдвига в рамках предположений, аналогичных сделанным в [12]. Полученные значения оказались в хорошем согласии друг с другом и со значениями, которые демонстрируют карты  $\chi^2$ .

Для галактики NGC 1167 с углом наклона в  $36^\circ$  глобальный минимум на картах  $\chi^2$  был получен при  $\beta \approx 0.3$ . Это значение попадает на самую границу критерия устойчивости диска относительно изгибных возмущений и получено в предположении постоянства  $\beta$  вдоль всего диска. Для NGC 1167 я попробовал отказаться от основного предположения о постоянстве  $\sigma_z/\sigma_R$  для всего



профиля. Весь рассматриваемый интервал был разбит на два меньших и к каждому из них был применен предложенный в работе метод. Для каждого из интервалов были получены глобальные минимумы  $\chi^2$  при значениях  $\beta$  около 0.7 и 0.3 для внутреннего и внешнего участка, соответственно. Решение было проверено и подтверждено при помощи моделирования методом Монте-Карло. Восстановленные модельные профили дисперсий скоростей звезд на луче зрения для большой и малой осей  $\sigma_{\text{los,maj}}$  и  $\sigma_{\text{los,min}}$  при указанных значениях  $\beta$  демонстрируют хорошее согласие с наблюдательными данными. Таким образом, для NGC 1167 предположение о кусочно-постоянном профиле  $\beta$  позволяет хорошо восстановить все компоненты эллипсоида скоростей.



## Глава 2. Гравитационная неустойчивость

Данная глава излагается по работе [47].

### 2.1 Введение

В астрофизике дисковых галактик известно несколько механизмов, отвечающих за нелинейную связь между темпом звездообразования (star formation rate, SFR) и поверхностной плотностью газа  $\Sigma_g$  — так называемый закон Шмидта [1]. К ним относятся: гравитационная неустойчивость, разрушение гигантских молекулярных облаков (ГМО) дифференциальным вращением (т.н. galactic shear), а также тепловая неустойчивость и молекуляризация образующихся в результате этого холодных облаков (см., например, [48]). Все эти процессы относятся к пороговым, то есть они включают механизм звездообразования тогда, когда газ становится достаточно холодным и плотным.

Обширное исследование, проведенное Лероем с соавторами в [48], не выявило ведущий процесс из упомянутых трех, который мог бы полностью объяснить крупномасштабное звездообразование в галактиках. Однако еще в работе [3] впервые было показано и в последующем подтверждено [4, 49], что для большого количества галактик применение механизма только одной гравитационной неустойчивости дает хорошее согласие с наблюдательными данными об SFR. В современных работах считается, что связь между звездообразованием и механизмом неустойчивости скорее всего не прямая, поскольку корректное решение задачи включает в себя множество других процессов, как например турбулентность, перенос массы и углового момента, внешняя аккреция. Указанные процессы сложно учесть, тогда как величину эффекта только гравитационной неустойчивости достаточно просто вычислить, что дает возможность затем сравнить неустойчивые с точки зрения этого критерия области с наблюдаемыми областями звездообразования.

Кенникатт в работе [3] исследовал связь между законом Шмидта и одножидкостным критерием гравитационной неустойчивости для большой выборки

галактик. Как было впервые показано в [50], если в основе указанного эмпирического закона лежит гравитационная неустойчивость, то он должен нарушаться для плотностей газа ниже критической. В работе [3] индикатором звездообразования служила интенсивность излучения в линии  $\text{H}\alpha$ . Для тех областей галактик, в которых газа много, Кенникатт получил степенную зависимость  $I(\text{H}\alpha) \propto \Sigma_g^{1.3}$ . Радиус области, где найденный эмпирический закон выполняется и наблюдается заметное звездообразование, совпал с радиусом области, где величина поверхностной плотности газа  $\Sigma_g$  лежит выше критического значения  $\Sigma_g^{\text{cr89}} = \alpha \frac{\kappa c_g}{\pi G}$ , где  $\kappa$  — эписицилическая частота, а  $c_g$  — скорость звука в газе. При  $\alpha = 1$  этот критерий фактически совпадает с критерием гравитационной неустойчивости относительно осесимметричных возмущений, который предсказывается одножидкостной моделью  $\Sigma_g \gtrsim \Sigma_g^{\text{cr}} \equiv \frac{\kappa c_g}{\pi G}$ , или в терминах безразмерного параметра  $Q_g \equiv \frac{\kappa c_g}{\pi G \Sigma_g} \lesssim 1$  [2].

Кенникатт [3] эмпирически получил значение коэффициента  $\alpha \approx 0.5^1$  и подчеркнул, что в общем случае  $\alpha < 1$  для реалистичного двухкомпонентного газово-звездного диска [5]. На самом деле классический критерий [2] с  $\alpha = 1$  применим только для осесимметричных возмущений в бесконечно тонком газовом или звездном диске. Так как в диске всегда присутствуют возмущения и других мод (неосесимметричные), то диску нужно иметь большой запас прочности, чтобы оставаться устойчивым. Это следует как из теоретического рассмотрения (например [52, 53]), так и из результатов численных экспериментов [54, 55]. Таким образом эмпирически полученный множитель  $\alpha \approx 0.5$  ( $Q_g \leq 2$ ) фактически исправляет критерий [2] за неосесимметричные возмущения.

В последующем полученная пороговая связь между SFR и гравитационной неустойчивостью газового диска неоднократно исследовалась и подтверждалась (например [4, 56] с  $\alpha = 0.37 - 0.53$ ). С помощью такого критерия удается объяснить звездообразование в галактиках, где количество газа большое. Однако разброс величины  $\alpha$  на пороговом расстоянии велик. Работы [4, 56] указывают на возможную связь между  $\alpha$  и морфологическим типом галактики. Серьезную проблему в этих работах представляет большое число дисковых

<sup>1</sup>В [3] приводится значение  $\alpha \approx 0.67$ , однако в работе использован множитель 3.36 вместо  $\pi$  в  $\Sigma_g^{\text{cr89}}$ , а также величина дисперсии скоростей газа  $\sigma_g$  вместо скорости звука  $c_g = \sigma_g \gamma^{1/2}$ , где  $\gamma = 5/3$  это адиабатический индекс. Последнее верно только в случае если дисперсии в газе не определяются турбулентностью. С учетом указанных поправок  $\alpha \approx 0.5$  [51].

галактик с устойчивыми дисками (то есть демонстрирующими  $\Sigma_g < \Sigma_g^{\text{cr89}}$  по всей протяженности диска), однако при этом показывающие хорошо заметные области звездообразования.

Одна из возможных причин расхождения теории и наблюдений заключается в необходимости учета влияния звезд на газовый диск. В работе [5] была представлена модель двухжидкостной гравитационной неустойчивости. Газовый диск рассматривается совместно со звездным диском, а задача решается в гидродинамическом приближении. Точный критерий гравитационной неустойчивости газа в присутствии звездного диска, который описывается кинетическим уравнением, был получен в работе [6]<sup>2</sup>. Критерий неустойчивости может быть сформулирован в терминах безразмерного параметра  $Q_{\text{eff}}$ , который является нелинейной функцией  $Q_g$  и  $Q_s \equiv \frac{\kappa \sigma_R}{\pi G \Sigma_s}$  [26], где  $\sigma_R$  — дисперсия скоростей звезд в радиальном направлении, а  $\Sigma_s$  — поверхностная плотность звезд. Главный результат в указанных работах состоит в том, что присутствие даже устойчивого звездного диска  $Q_s > 1$  может изменять динамическое состояние газового, делая его менее устойчивым [5, 6]. Поэтому двухжидкостный критерий гравитационной неустойчивости может быть применен к тем галактикам, где звездообразование заметно, а одножидкостный критерий ничего не дает.

В [57] для выборки из 16 галактик с известными кривыми вращения были вычислены радиальные профили  $Q_{\text{eff}}$  с помощью приближенного критерия двухжидкостной неустойчивости в форме, данной [58]. Во всех случаях эти профили оказались лежащими выше тех, что получаются по критерию одножидкостной неустойчивости, то есть менее устойчивыми.

В объемной работе [48] было показано, что величина  $Q_{\text{eff}}$  демонстрирует гораздо более узкий диапазон значений чем  $Q_g$  и что при наличии звезд газ становится маргинально устойчивым с уровнем  $Q_{\text{eff}} = 1.3 - 2.5$ . Критерий двухжидкостной гравитационной неустойчивости применялся к конкретным галактикам во многих работах [59, 60, 61, 62, 63, 64]. Использовался как точный критерий [6], так и различные приближения [58, 59], в частности, рассматривалась трехкомпонентная модель с молекулярным и атомарным газом [65, 66, 67,

<sup>2</sup>Корректно называть этот критерий «двухкомпонентным», поскольку в отличие от «двухжидкостного» звездный диск в нем не описывается гидродинамическими уравнениями. В тексте будут использоваться оба варианта в качестве синонимов, поскольку разница между моделями мала.

68]. Помимо спиральных галактик изучались карликовые галактики [69], галактики низкой поверхностной светимости [70] и яркие галактики [71]. В ряде работ учитывался профиль дисперсии скоростей в газе [61, 63, 66, 68].

Есть ряд трудностей в применении критерия двухжидкостной неустойчивости к конкретным галактикам. Так, например, очень трудно учитывать эффект толщины звездного диска. В работе [59] было показано, что при учете конечной толщины дисков значение эффективного параметра  $Q_{\text{eff}}$  оказывается на 20 – 50% больше, чем в случае бесконечно тонких дисков. С другой стороны, в [72] было проанализировано влияние диссипации газового диска на его устойчивость в двухжидкостном случае и было найдено, что влияние диссипации частично компенсирует стабилизирующее влияние толщины диска, приводя к пороговому значению  $Q_{\text{eff}} \approx 2 - 3$ , как и в случае неосесимметричных возмущений.

Еще один фактор, который может приводить к некорректным значениям  $Q_{\text{eff}}$ , заключается в азимутальном усреднении данных. В галактиках распределение водорода часто бывает клочковатым и фактор заполнения может колебаться от 6% до 50% (см. [73]). В [4] было показано, что азимутальное усреднение поверхностной плотности газа и SFR для одножидкостного критерия может приводит к ошибкам определения  $\alpha$  до двух раз в случае сильно неосесимметричного диска. Этот вывод верен и для критерия двухжидкостной неустойчивости.

В работе [14] изучалось Большое Магелланово Облако (БМО). Было проведено картографирование величины  $Q_{\text{eff}}$  в кинетическом приближении [6] для постоянной дисперсии в радиальном направлении  $\sigma_R = 15$  км/с. Оказалось, что области сгущений молодых звезд всегда лежат внутри контуров, задаваемых условием  $Q_{\text{eff}} < 1.0$ .

Как правило, применяя критерий двухжидкостной неустойчивости к конкретным галактикам, берут не точную формулу, а приближение [58] или [59, 65]. При этом чаще всего профиль  $\sigma_R$  определяется не из спектральных данных, а из различных эмпирических соотношений, что вносит ошибки. Работ, где в двухжидкостном критерии использовались профили дисперсии скоростей звезд в радиальном направлении  $\sigma_R$ , восстановленные по наблюдаемой вдоль луча зрения кинематике, совсем немного [12, 66]. Во многих работах также присутствует неопределенность в коэффициентах перевода поверхностной яркости звезд в поверхностную плотность.

Мотивация данной главы — применить как можно более корректно критерий двухжидкостной неустойчивости в его наиболее точной форме [6] к ряду

галактик с учетом полных данных по газу и звездам (включая наблюдаемые профили дисперсии скоростей звезд и поверхностные плотности дисков, определенные по кривым вращения) и сопоставить области, неустойчивые согласно  $Q_{\text{eff}}$ , с наблюдаемыми областями звездообразования.

## 2.2 Двухжидкостная гравитационная неустойчивость. Теория

### 2.2.1 Гидродинамическое приближение

В сугубо гидродинамическом приближении задача о неустойчивости азимутально-симметричного галактического диска как системы двух жидкостей была рассмотрена в [5]. Критерий неустойчивости системы был сформулирован в виде неравенства:

$$\frac{1}{Q(\bar{k})} \equiv \frac{2}{Q_s} \frac{\bar{k}}{1 + \bar{k}^2} + \frac{2}{Q_g} \frac{\bar{k}s}{1 + \bar{k}^2 s^2} > 1, \quad (2.1)$$

для всех значений безразмерного волнового числа  $\bar{k} \equiv k\sigma_s/\kappa$ . В выражении (2.1)  $\sigma_s$  — дисперсия скоростей звезд<sup>3</sup>,  $Q_s \equiv \frac{\kappa\sigma_s}{\pi G \Sigma_s}$  — безразмерный параметр Тумре для звездного диска<sup>4</sup>,  $s \equiv c_g/\sigma_s$  — отношение скорости звука в газе к дисперсии скоростей звезд. Если максимум  $Q^{-1}(\bar{k})$  в выражении (2.1) записать как  $Q_{\text{eff}}^{-1}$ , то критерий неустойчивости диска относительно осесимметричных возмущений выражается условием  $Q_{\text{eff}} < 1$ , где  $Q_{\text{eff}}$  называется эффективным параметром Тумре.

Основной результат работы [5] состоит в том, что при определенных условиях, даже если газовый диск устойчив ( $Q_g > 1$ ) и звездный диск устойчив ( $Q_s > 1$ ), совместный звездно-газовый диск может оказаться неустойчивым ( $Q_{\text{eff}} < 1$ ).

<sup>3</sup>В гидродинамическом приближении распределение по скоростям считается изотропным, под  $\sigma_s$  будет подразумеваться дисперсия скоростей звезд в радиальном направлении.

<sup>4</sup>Введенный по аналогии с  $Q_g$ , параметр Тумре для звезд отличается от значения, даваемого для бесстолкновительных систем [26]. Это означает, что при введенных обозначениях однокомпонентный звездный диск неустойчив относительно осесимметричных возмущений при  $Q_s < 3.36/\pi = 1.07$ .

В работе [74] показано, что условие  $Q_{\text{eff}} = 1$  сводится к решению кубического уравнения относительно  $\bar{k}$ . В статье [75] критерий (2.1) был переписан в терминах критической поверхностной плотности газа  $\Sigma_g^{\text{cr},2}$

$$\Sigma_g^{\text{cr},2} = \frac{\kappa c_g}{\pi G g(a,b)} = \frac{\Sigma_g^{\text{cr}}}{g(a,b)}, \quad (2.2)$$

где  $a = \sigma_s/c_g = 1/s$ ,  $b = \Sigma_s/\Sigma_g$ , а  $g(a,b)$  — численно рассчитанная в работе [75] функция. Так как значение  $g(a,b) > 1$  для любых значений  $a$  и  $b$ , то неустойчивость в присутствии звездного диска наступает при меньших значениях поверхностной плотности газового диска, чем по одножидкостному критерию.

В работе [58] предложили аппроксимационную формулу для эффективно-го значения параметра Тумре  $Q_{\text{eff}}$  через  $Q_s$  и  $Q_g$  в виде

$$\frac{1}{Q_{\text{eff,WS}}} = \frac{1}{Q_s} + \frac{1}{Q_g}. \quad (2.3)$$

В [59] авторы показали, что использование этой формулы может приводить к ошибкам в оценках  $Q_{\text{eff}}$  до 50%. Они привели и обосновали свою аппроксимационную формулу:

$$\frac{1}{Q_{\text{eff,RW1}}} = \begin{cases} \frac{W}{Q_s} + \frac{1}{Q_g}, & Q_s \geq Q_g, \\ \frac{1}{Q_s} + \frac{W}{Q_g}, & Q_g \geq Q_s, \end{cases} \quad (2.4)$$

где безразмерная весовая функция  $W = \frac{2s}{1+s^2}$ . В обоих приближениях [58] и [59] значение  $Q_s$  рассчитывается для коэффициента  $\pi$ , а не 3.36.

Все перечисленные аппроксимации имеют не слишком большое значение, поскольку современные вычислительные средства легко позволяют численно находить значение  $Q_{\text{eff}}$  в зависимости от заданных параметров. Кроме того, критерий (2.1) был сформулирован в гидродинамическом приближении. Для звездного диска это приближение верно только для длинноволновых возмущений. В общем случае для описания звездного диска нужно брать бесстолкновительное уравнение Больцмана (как это сделано в работе [26]), а не гидродинамические уравнения.



### 2.2.2 Кинетическое приближение

Если для описания звездного диска взять бесстолкновительное уравнение Больцмана, то при этом изменяется форма соответствующего дисперсионного уравнения и полученный критерий неустойчивости будет отличаться от (2.1). Рафиков в [6] рассмотрел этот случай и получил следующее выражение для критерия двухжидкостной гравитационной неустойчивости в кинетическом приближении

$$\frac{1}{Q(\bar{k})} \equiv \frac{2}{Q_s} \frac{1}{\bar{k}} \left[ 1 - e^{-\bar{k}^2} I_0(\bar{k}^2) \right] + \frac{2}{Q_g} \frac{\bar{k}s}{1 + \bar{k}^2 s^2} > 1, \quad (2.5)$$

где  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя первого рода.

Чтобы определить справедливость этого неравенства для всех  $\bar{k}$ , нужно при заданных параметрах  $\sigma_s$ ,  $c_g$ ,  $\kappa$ ,  $\Sigma_s$  и  $\Sigma_g$  (соответственно при заданных значениях  $Q_s$ ,  $Q_g$  и  $s = \sigma_s/c_g$ ) найти все максимумы выражения в левой части<sup>5</sup>. Для этого производная от левой части приравняется нулю и численно решается получившееся уравнение<sup>6</sup>. Если максимальное значение выражения (2.5) больше 1, то существуют возмущения, относительно которых звездно-газовый диск неустойчив. В противном случае диск считается устойчивым относительно осесимметричных гравитационных возмущений.

### 2.2.3 Учет толщины

Формулы (2.1) и (2.5) верны для бесконечно тонких дисков. В случае конечной толщины газового и звездного дисков плотность вещества вблизи плоскости  $z = 0$  меньше, и, как следствие, уменьшается гравитационная сила. По этой причине диск приобретает дополнительный запас прочности относительно возмущений плотности. В работе [5] было показано, как учет толщины влияет на вид дисперсионного уравнения и соответствующего критерия (2.1).

<sup>5</sup>В кинетическом приближении нужно вместо  $\sigma_s$  использовать радиальную дисперсию  $\sigma_R$  как в одножидкостном критерии [26].

<sup>6</sup>Функция Бесселя  $I_0(x)$  и ее производная  $I_1(x)$  растут как  $\exp(x^2)$  и в расчетах дают большую ошибку. В ряде математических библиотек есть нормированные Бесселевы функции (в python это `scipy.special.i0e`), использование которых позволяет избежать больших численных ошибок.



Толщина значительно уменьшает величину поверхностной плотности, которая в толстом диске учитывается с коэффициентом  $\{[1 - \exp(-\bar{k}h_z)]/\bar{k}h_z\}$ , где  $2h_z$  и  $\bar{k}$  равны вертикальному масштабу диска и волновому числу возмущения соответственно. Чтобы учесть влияние толщины диска, оба слагаемых в (2.1) должны быть домножены на указанный коэффициент с масштабом  $h_s$  для звезд и  $h_g$  для газа. Это же верно и для критерия (2.5). Максимум новых выражений как и ранее ищется численно.

Учет толщины в критерии двухжидкостной неустойчивости также рассматривался в работах Ромео и не только [59, 74, 76, 77]. В [59] была найдена простая приближенная формула для двухжидкостного критерия для случая толстых дисков:

$$\frac{1}{Q_{\text{eff,RW2}}} = \begin{cases} \frac{W}{T_s Q_s} + \frac{1}{T_g Q_g}, & T_s Q_s \geq T_g Q_g, \\ \frac{1}{T_s Q_s} + \frac{W}{T_g Q_g}, & T_g Q_g \geq T_s Q_s, \end{cases} \quad (2.6)$$

где множитель

$$T_s \approx \begin{cases} 1.0 + 0.6 \frac{\sigma_z^2}{\sigma_R^2}, & 0 \lesssim \sigma_z/\sigma_R \lesssim 0.5, \\ 0.8 + 0.7 \frac{\sigma_z}{\sigma_R}, & 0.5 \lesssim \sigma_z/\sigma_R \lesssim 1.0, \end{cases}$$

позволяет учесть эффект толщины, который в приведенном приближении зависит от отношения вертикальной дисперсии скоростей звезд к радиальной, а  $T_g = 1.5$ .

В работе [72] было проанализировано влияние диссипации газового диска на его устойчивость в двухжидкостном случае и найдено, что диссипация частично, а в крайних случаях и полностью компенсирует стабилизирующие влияние толщины диска.

В моделях двухжидкостной неустойчивости в этой главе не учитывался эффект толщины диска, поскольку это потребует дополнительных трудно подтверждаемых предположений, чего я старался избежать в анализе. Чтобы учесть это влияние, полученные результаты сравнивались с простой дополнительной моделью (2.6), в которой используется толстый диск и дополнительная газовая компонента. Тем не менее, поскольку влияние диссипации газа сложно учесть, величина эффекта толщины в указанных опорных моделях в реальности должна оказаться меньше, о чем будет сказано далее.

## 2.3 Данные

В этом разделе приводится основная информация о требуемых данных, их источниках и описывается выборка галактик и их индивидуальные особенности.

Одна из главных сложностей в попытке применить критерий двухжидкостной неустойчивости к реальным галактикам заключается в большом количестве различных наблюдательных данных, необходимых для исследования. Некоторые из этих данных, например спектральные данные по абсорбционным линиям, достаточно редки и, как правило, имеются для галактик ранних типов, в которых мало газа. Если учесть, что для анализа областей вне влияния балджа данные должны быть достаточно протяженными, незашумленными и пролегать вдоль одной оси, то составить выборку подходящих объектов очень тяжело.

Для применения критерия двухжидкостной неустойчивости необходимы следующие наблюдательные данные:

- «холодная» газовая кривая вращения  $v_c(R)$ ,
- профиль дисперсии скоростей звезд вдоль луча зрения по большой оси  $\sigma_{\text{los,maj}}$ ,
- профили поверхностной плотности атомарного  $\Sigma_{\text{HI}}(R)$  и молекулярного газа  $\Sigma_{\text{H}_2}(R)$ , а также данные о скорости звука в газе,
- поверхностная фотометрия галактики с проведенной декомпозицией на балдж и диск,
- информация об областях звездообразования (эмиссия в линии H $\alpha$ , наличие голубых областей, УФ и ИК данные).

Необходимо также иметь оценки расстояния до галактики и угла наклона  $i$ . Все используемые профили должны лежать вдоль одной оси, в работе такой осью является большая ось галактики. Если есть данные по усредненной звездной азимутальной скорости  $\bar{v}_\phi(R)$  или дисперсии скоростей звезд вдоль луча зрения по малой оси  $\sigma_{\text{los,min}}$ , то это позволяет наложить дополнительные ограничения на величину радиальной дисперсии скоростей  $\sigma_R$ , как было показано в Главе 1.

В выборку объектов для анализа в этой главе, для которых удалось собрать все или почти все необходимые данные и применить критерий двухжидкостной неустойчивости, вошли 7 спиральных галактик. Из 4 рассматривавшихся в первой главе галактик были оставлены NGC 338 и NGC 1167. Оставшиеся

галактики NGC 3245 и NGC 4150 не анализировались по нескольким причинам, основной из которых является их принадлежность к классу линзовидных галактик, у которых низкий темп рождения новых звезд и для которых трудно визуально идентифицировать области звездообразования. Поиск этой информации в литературе ничего не дал. В отличие от них для NGC 1167, которая также относится к линзовидным галактикам, была найдена информация о наличии слабых звездообразующих спиралей в [78], обнаружение которых потребовало тонкого анализа. К тому же, как видно из Рис. 1.1, у NGC 4150 короткие профили дисперсий скоростей и довольно велики ошибки в них. Наконец, в NGC 4150 очень мало водорода и его сложно наблюдать [79], а в NGC 3245 использованные кинематические данные не совсем согласуются с таковыми для карт из обзора SAURON в работе [80].

Основные параметры выбранных галактик приведены в Таблице 2. Это в основном галактики ранних типов, расположенные под промежуточными углами к картинной плоскости. Составленная выборка неоднородна по источникам данных, то есть нет источника данных, из которого бы были взяты наблюдения какого-то типа для всей выборки целиком. Все галактики достаточно яркие, максимальные скорости вращения в них большие, вплоть до 380 км/с у NGC 1167. Это косвенно говорит о том, что диски галактик массивные и могут вносить существенный вклад в гравитационную неустойчивость.

Ниже приведены основные использованные в работе источники данных в том же порядке, что и в списке выше. Индивидуальные особенности и описание отдельных галактик представлены в Приложении Б, которое также содержит изображения галактик и профили используемых данных на Рис. Б.1–Б.7.

Данные по газовой кинематике  $v_c(R)$  для всех галактик, кроме NGC 4258, были взяты из работы [81], в которой описаны объекты обзора Westerbork HI survey of spiral and irregular galaxies (WHISP, [81, 93]). В случае NGC 1167 были использованы более свежие данные из того же обзора из [94]. Для галактики NGC 4258 центральная часть холодной кривой вращения аппроксимировалась СО кривой из [90], а для далеких областей использовались HI наблюдения из работы [88]. Также для сравнения и проверки были использованы кривые вращения из работ [82] в линии HI, [88] для NGC 4725 и NGC 5533, [32] в линиях H $\beta$ , [ОIII], [84] в линии H $\alpha$ .

Профиль дисперсии скоростей звезд вдоль луча зрения по большой оси  $\sigma_{\text{los,maj}}$  может быть получен из наблюдений на так называемом Integral Field

Таблица 2 — Основные параметры исследуемых галактик.

NGC	Тип	$i$ ( $^{\circ}$ )	$D$ (Мпк)	Масштаб (кпк/'')	$M_B$ (mag)	$M_{\text{HI}}$ ( $10^9 M_{\odot}$ )	$M_{\text{H}_2}$ ( $10^9 M_{\odot}$ )
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
338	Sab	$64 \pm 4^{\text{a,b,c}}$	65.1	0.316	-21.5	14.42	5.12
1167	SA0	$38 \pm 2^{\text{b,d,e,f}}$	67.4	0.327	-21.7	17.09	1.85
2985	(R)SA(r)ab	$36 \pm 2^{\text{g,h,i,j}}$	21.1	0.102	-20.9	13.92	1.91*
3898	SA(s)ab	$61 \pm 8^{\text{g,i,j,l}}$	18.9	0.092	-20.7	3.96	0.20
4258	SABb	$65 \pm 5^{\text{n,o,k,p}}$	7.9*	0.038	-20.9	8.20*	1.07*
4725	SABa	$50 \pm 6^{\text{b,m,n,k}}$	18.2	0.088	-20.7	9.78	2.49*
5533	SA(rs)ab	$52 \pm 1^{\text{b,m,f}}$	54.3	0.263	-21.5	30.23	8.11*

Морфологические типы **(2)** были взяты из NASA/IPAC Extragalactic Database (NED). Углы наклона **(3)** найдены в следующих работах: (a) [32] (b) [81] (c) [82] (d) [13] (e) [78] (f) [44] (g) [11] (h) [83] (i) [84] (j) [85] (k) [86] (l) [87] (m) [88] (n) [89] (o) [90] (p) [91]. Расстояния **(4)** и масштабы **(5)** взяты из [81, 89] и исправлены на используемую постоянную Хаббла  $H_0$ . Абсолютная звездная величина **(6)** в полосе  $B$  бралась из LEDA (Lyon-Meudon Extragalactic Database). Полная масса атомарного водорода **(7)** взята из [81]. Полная масса молекулярного водорода  $M_{\text{H}_2}$  **(8)** была найдена в различных источниках (см. текст), приведена к использованному в [89] коэффициенту  $X_{\text{CO}} = 1.9 \times 10^{20} \text{ см}^{-2} (\text{K км с}^{-1})^{-1}$  [92] и перенормирована за расстояние (4). В случаях, отмеченных звездочкой \*, масса соответствующего газа получена прямым интегрированием поверхностной плотности на доступном профиле и должна рассматриваться как полная масса в пределах нескольких экспоненциальных масштабов диска.

Unit (IFU) или на длиннощелевом спектрографе. Несмотря на большое количество появившихся за последние годы IFU обзоров (таких как MaNGA, SAMI, CALIFA, DiskMass, ATLAS<sup>3D</sup>), в большинстве случаев они имеют сравнительно короткую протяженность данных, покрывающую только центральную часть галактик. Длинные профили  $\sigma_{\text{los,maj}}$  редки и требуют тщательного поиска в статьях. Кинематические данные для галактик NGC 2985, NGC 3898 и NGC 5533 были найдены в работе [11]. Наблюдения в этой работе проводились на PPAK IFU [95] и содержат наиболее протяженные профили дисперсий скоростей в нашей выборке, протянутые вплоть до  $100''$ . Для галактики NGC 2985 профиль был дополнительно сверен с данными, полученными на William Herschel Telescope [8]. Профили дисперсий скоростей для галактик NGC 1167 [13] и NGC 338 [32], протянутые на расстояние около  $50''$  от центра, получены при

наблюдениях на смонтированном в главном фокусе 6-метрового телескопа Специальной Астрофизической Обсерватории универсальном редукторе SCORPIO [96] в длиннощелевом режиме. В случае NGC 1167 дисперсии дополнительно сравнивались со значениями на картах обзора CALIFA [97]. Данные для последних двух галактик NGC 4258 [98] и NGC 4725 [99] были получены с помощью 193-сантиметрового телескопа в Observatoire de Haute-Provence на длиннощелевом спектрографе CARELEC [100] и также имеют максимальное удаление в  $50'' - 60''$ .

Профили поверхностной плотности атомарного водорода  $\Sigma_{\text{HI}}(R)$  для всех галактик в составленной выборке также были получены из наблюдений в обзоре WHISP. Для пяти галактик искомые профили брались из работы [81], а для NGC 4258 и NGC 4725 из [89]. В [89] для двух упомянутых галактик также приведены профили поверхностной плотности молекулярного газа  $\Sigma_{\text{H}_2}(R)$ , полученные из CO обзоров BIMA [101] и IRAM HERACLES [102] соответственно. Атомарного водорода в галактиках выборки много — от  $4 \times 10^9 M_{\odot}$  до  $3 \times 10^{10} M_{\odot}$ , но распределен он по-разному. Так, например, галактика NGC 1167 демонстрирует диск размером 160 кпк с полной массой HI около  $1.7 \times 10^{10} M_{\odot}$ , но при этом поверхностные плотности атомарного водорода малы ( $< 2 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$ ). Самые большие центральные значения поверхностной плотности нейтрального водорода  $\Sigma_{\text{HI}}$  около  $10 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$  у галактики NGC 338, самые маленькие у NGC 1167 и NGC 3898. Кроме NGC 4258 и NGC 4725 наблюдательные данные о профиле поверхностной плотности молекулярного газа имеются только для NGC 2985, найденные в работе [103]. Для галактик NGC 338 [104], NGC 1167 [105] и NGC 3898 [106] были найдены данные об интенсивности линии  $^{12}\text{CO}(J = 1 \rightarrow 0)$ , которые позволяют найти полную массу молекулярного водорода и построить модельное распределение поверхностной плотности. Подробности работы с профилями поверхностной плотности молекулярного газа, а также отдельный случай NGC 5533 описаны в следующем разделе.

Информация о поверхностной фотометрии галактик с проведенной декомпозицией на балдж и диск бралась из работы [44] в полосах  $B, R, I$ ; из [87] в полосах  $J, H, K$ ; из [107] в полосе  $J$ ; из [85] в полосе  $R$ ; данные в ИК полосе  $3.6\mu\text{m}$  из обзора S4G [86] и [45]. Для галактики NGC 4258 были использованы результаты работы [91] в полосах  $V, I, J$ .

Наличие и размер областей крупномасштабного звездообразования устанавливалось визуально по наличию голубых областей на изображениях галактик

из Sloan Digital Sky Survey (SDSS), а также по наличию эмиссии в линии  $\text{H}\alpha$  (работы [78, 84, 108]), в УФ по данным GALEX и в ИК по изображениям, полученным на телескопе SPITZER. Темп звездообразования SFR в рассматриваемых галактиках составляет  $1 - 5 M_{\odot}/\text{год}$  [109, 110]. Единственным исключением является NGC 1167, в которой скорость рождения новых звезд мала и составляет всего  $0.3 M_{\odot}/\text{год}$  [78].

В анализе используется значение постоянной Хаббла равное  $H_0 = 75 \text{ км/с/Мпк}$  и величины  $\Omega_{\text{matter}} = 0.27$ ,  $\Omega_{\text{vacuum}} = 0.73$ , к которым приводятся все данные. Используемое значение постоянной Хаббла отличается от принятого в Главе 1, поскольку там работа выполнялась раньше. Оба использованных значения согласуются с самыми новыми данными о величине постоянной Хаббла [111].

## 2.4 Методы

В этом разделе описываются методы проведенного анализа, решение уравнений и работа с наблюдательными данными.

### 2.4.1 Кинематика

Наблюдательные данные «холодной» газовой кривой вращения  $v_c(R)$  при необходимости исправлялись за среднюю скорость, перегибалась через центр и исправлялись за наклон умножением на  $\sin i$ . Получившийся профиль приближался сглаженным кубическим сплайном. Для нахождения эпициклической частоты  $\kappa$  в случае бесконечно тонкого диска использовалась формула

$$\kappa = \sqrt{2} \frac{v_c}{R} \sqrt{1 + \frac{R}{v_c} \frac{dv_c}{dR}}.$$

Производная в формуле выше вычислялась численно, для проверки использовалось повторное приближение кривой вращения полиномом малой степени и вычисление  $\kappa$  для этого повторного приближения. В случае галактики NGC 338,



у которой кривая вращения достаточно короткая, для расстояний от центра галактики больше  $60''$  при вычислении  $\varkappa$  использовалось предположение о выходе кривой вращения  $v_c(R)$  на этом участке на плато, то есть  $\varkappa = \sqrt{2} \frac{v_c}{R}$ .

Как было отмечено в Главе 1, задача извлечения компонент эллипсоида скоростей (stellar velocity ellipsoid, SVE) из наблюдательных данных очень трудна, поскольку принадлежит к классу так называемых некорректных задач, в которых может быть найдено больше одного решения [7, 8, 9, 17]. Для анализа диска с точки зрения двухжидкостной неустойчивости требуется знать только одну из компонент — радиальную дисперсию скоростей звезд  $\sigma_R$ . Из наблюдательных данных, связанных с этой компонентой, для всех галактик был найден профиль дисперсии скоростей звезд вдоль луча зрения по большой оси  $\sigma_{\text{los,maj}}$  (для NGC 338 и NGC 1167 это тот же профиль, что и в первой главе). Указанная связь описывается вторым уравнением в (1.2):

$$\sigma_{\text{los,maj}}^2 = \sigma_R^2 \left( \frac{\sigma_\varphi^2}{\sigma_R^2} \sin^2 i + \frac{\sigma_z^2}{\sigma_R^2} \cos^2 i \right), \quad (2.7)$$

где  $\sigma_\varphi$  и  $\sigma_z$  — азимутальная и вертикальная компоненты SVE соответственно. Найти точное значение  $\sigma_R$  пользуясь только уравнением (2.7) невозможно, однако с помощью дополнительных условий можно получить ограничения на искомую величину.

Все галактики в изучаемой выборке, за исключением NGC 1167 и NGC 2985, наклонены на значительный угол к лучу зрения, составляющий  $> 50^\circ$ . В Главе 1 было показано, что восстановить предложенным там методом эллипсоид скоростей для таких галактик нельзя, но можно получить ограничения на величину компоненты радиальной дисперсии  $\sigma_R$ . Выведенные в разделе 1.7 ограничения связаны с дисперсиями скоростей вдоль малой оси  $\sigma_{\text{los,min}}$ . К сожалению, такие наблюдательные данные были найдены не для всех галактик в составленной выборке. По этой причине и для единообразия были использованы более широкие ограничения, использующие данные вдоль большой оси  $\sigma_{\text{los,maj}}$  и уравнение (2.7).

Первым из дополнительных условий является уравнение (1.3), описывающее связь между азимутальной и радиальной компонентами SVE и кривой вращения в случае равновесного диска и для эпициклического приближения [37]:

$$\frac{\sigma_\varphi^2}{\sigma_R^2} = 0.5 \left( 1 + \frac{\partial \ln v_c}{\partial \ln R} \right). \quad (2.8)$$



Это уравнение используется для оценки первого слагаемого в уравнении (2.7). Честное вычисление производной  $\frac{\partial \ln v_c}{\partial \ln R}$  возможно, однако на практике для исследуемых галактик она хоть и лежит почти целиком между описываемыми ниже оценками, получается сильно неустойчивой и зависимой от аппроксимаций из-за множителя  $R$  в производной. В эпициклическом приближении слагаемое  $(\sigma_\phi/\sigma_R)^2$  может быть также записано как  $(\varkappa/2\Omega)^2$ , где  $\varkappa(R)$  сосчитана ранее, а профиль угловой скорости  $\Omega(R) = v_c/R$  может быть легко посчитан с использованием приближения  $v_c(R)$ . К сожалению, результат оказывается также нестабилен, поскольку это дословно переписанное выражение (1.3). Поэтому лучше воспользоваться соображениями, что для твердотельного участка вращения в центральных областях выражение в скобках в уравнении (1.3) равно 2, а на плоском участке кривой вращения на периферии диска производная близка к нулю. Таким образом для большого по протяженности участка будут верны неравенства  $0.5 \leq (\sigma_\phi/\sigma_R)^2 \leq 1$ .

Второе слагаемое в уравнении (2.7) можно ограничить условиями  $0.3 \leq \sigma_z/\sigma_R \leq 0.7$ . Здесь нижняя оценка более строгая и обеспечивает устойчивость диска относительно изгибной неустойчивости [42]. Верхняя оценка следует из анализа наблюдений [10, 11, 36, 62], а также из работы Засова с соавторами [13]. В работе [10] получен верхний предел для указанного отношения около 1 и показана зависимость  $\sigma_z/\sigma_R$  от морфологического типа, где  $\sigma_z/\sigma_R = 1$  для раннего типа галактик. Однако единственная галактика на рисунке 4 в [10] с отношением около 1 является NGC 2775 ( $\sigma_z/\sigma_R < 1.02 \pm 0.11$ ). Как было показано в Главе 1, этот результат скорее всего является неверным, поскольку в случае NGC 2775 из-за большого наклона следует, что вклад вертикальной компоненты SVE в данные на луче зрения сравним с наблюдательными ошибками и решение получается вырожденное. В результате в работе получается формальное оптимальное значение  $\sigma_z/\sigma_R$  на краю диапазона варьирования, которое не может считаться достоверным. В работе [62] было найдено среднее  $\sigma_z/\sigma_R = 0.51$  по большой группе галактик поздних типов. Ограничение формы SVE для части галактик из обзора CALIFA [97] в работе [36] не выявило связи отношения  $\sigma_z/\sigma_R$  с морфологическим типом и было найдено среднее значение  $\sigma_z/\sigma_R \approx 0.7 \pm 0.2$ . Кроме того использованные оценки для  $\sigma_z/\sigma_R$  также следуют из Главы 1 и опубликованного результата [17], в которых для галактики NGC 1167 с хорошей точностью было найдено  $\sigma_z/\sigma_R = 0.3$  во внешних областях

и  $\sigma_z/\sigma_R = 0.7$  во внутренних. Таким образом все приведенные исследования показывают обоснованность предложенных ограничений  $0.3 \leq \sigma_z/\sigma_R \leq 0.7$ .

После подстановки неравенств в уравнение (2.7) получены следующие ограничения на величину радиальной дисперсии звезд:

$$\frac{\sigma_{\text{los,maj}}}{\sqrt{\sin^2 i + 0.49 \cos^2 i}} < \sigma_R < \frac{\sigma_{\text{los,maj}}}{\sqrt{0.5 \sin^2 i + 0.09 \cos^2 i}}. \quad (2.9)$$

Для галактики NGC 1167, при анализе которой использование наблюдательных данных вдоль малой оси  $\sigma_{\text{los,min}}$  позволило найти компоненты SVE для двух участков профиля [17], указанные оценки согласуются с найденными значениями. Это не удивительно, поскольку используются те же самые данные и ограничения на  $\sigma_z/\sigma_R$  совпадают с полученными величинами. Для галактики NGC 2985, которая вместе с NGC 1167 представляют собой все галактики в выборке с углом наклона, который позволяет возможное восстановление SVE приведенным в Главе 1 методом, такое восстановление не проводилось, поскольку профиль данных вдоль малой оси  $\sigma_{\text{los,min}}$  слишком короткий. Тем не менее указанные оценки так же справедливы и для нее, поскольку в работе [11] с использованием ряда предположений для NGC 2985 было найдено  $\sigma_z/\sigma_R \approx 0.7$ . В дальнейшем анализе использовались обе оценки (2.9) на величину  $\sigma_R$  и были найдены верхняя и нижняя граница  $Q_{\text{eff}}$  соответственно, между которыми находится настоящее значение  $Q_{\text{eff}}$ .

Для вычисления из наблюдательных данных ограничений на  $\sigma_R$  профиль  $\sigma_{\text{los,maj}}(R)$  перегибался через центр и приближался сглаженными кубическими сплайнами, после чего домножался на соответствующую константу из (2.9). Для того, чтобы исключить влияние балджа, в анализе не рассматривались точки внутри эффективного радиуса  $r_{\text{e,b}}$  (в случае нескольких фотометрий использовалось наибольшее значение  $r_{\text{e,b}}$ ). В область без наблюдаемых точек соответствующий профиль продолжался на уровне последнего наблюдаемого значения. Поскольку реальное значение  $\sigma_R$  на периферии с увеличением расстояния скорее всего убывает, такая аппроксимация соответствует более устойчивому двухжидкостному диску. Чтобы быть уверенными в последнем предположении, в анализе не рассматриваются области сильно удаленные от измеренных наблюдательных точек  $\sigma_{\text{los,maj}}$ .

В качестве наблюдательной величины, используемой вместо скорости звука в газе  $c_g$ , обычно рассматривается дисперсия скоростей в газе  $\sigma_g$  [51], поскольку она может быть получена из наблюдений. Радиальные профили  $\sigma_g(R)$

для атомарного и молекулярного водорода были получены в работах [61, 68, 112, 113, 114, 115], однако число изученных там объектов мало и исследуемые в данной работе галактики в них не входят. По этой причине в анализе используется некая средняя постоянная величина  $\sigma_g$ . В качестве такой величины в работе [3] использовалась величина  $\sigma_g = 6$  км/с, а в работе [48]  $\sigma_g = 11$  км/с, что согласуется с наблюдениями газа в Галактике и профилями из работы [112]. Отметим, что для атомарного газа средняя дисперсия больше, чем для молекулярного. В данной работе использовалась величина дисперсии скоростей в газе  $\sigma_g = 6$  км/с, что скорее всего меньше реального значения. Учет возможного влияния величины  $\sigma_g$  на результат был проведен при анализе возможных ошибок и предположений в разделе 2.5.3.

#### 2.4.2 Распределение газа

Как уже было упомянуто, для всех галактик протяженные профили  $\Sigma_{\text{HI}}$  были найдены из наблюдений на телескопе WSRT [81, 89]. Молекулярный газ наблюдать сложнее и обычно поверхностная плотность  $\Sigma_{\text{H}_2}$  восстанавливается из наблюдений линий молекулы CO, однако величина коэффициента пересчета  $X_{\text{CO}}$  остается дискуссионной. В случае, если для галактики есть профиль интенсивности в одной из линий CO использовалась методика, описанная в [89], откуда были взяты данные по профилям  $\Sigma_{\text{H}_2}(R)$  для NGC 4258 и NGC 4725. В этой работе пересчет для линии  $^{12}\text{CO}(J = 1 \rightarrow 0)$  осуществлялся по формуле:

$$\Sigma_{\text{H}_2}[M_{\odot} \text{ пк}^{-2}] = 3.2 \times I_{\text{CO}}[\text{К км с}^{-1}].$$

Используя эту формулу, был получен профиль  $\Sigma_{\text{H}_2}(R)$  для галактики NGC 2985 по данным наблюдений из работы [103].

Однако для трех из четырех оставшихся галактик удалось найти данные только о полной массе молекулярного водорода  $M_{\text{H}_2}$ . В работе [116] на основе данных обзора ВМА был сделан вывод, что в среднем для большой выборки галактик профиль  $\Sigma_{\text{H}_2}(R)$  убывает экспоненциально с масштабом, равным масштабу диска  $h$ . Используя это результат, для трех упомянутых галактик были рассчитаны центральные значения по формуле полной массы диска  $\Sigma_{\text{H}_2}(0) = \frac{M_{\text{H}_2}}{2\pi h^2}$ , и профиль был экспоненциально продолжен с масштабом  $h$ , что

в случае, если использовалось несколько фотометрий, дает несколько возможных профилей  $\Sigma_{\text{H}_2}(R)$  и, соответственно, несколько оценок величины  $Q$  (как в одножидкостном случае, так и в двухжидкостном). Для приближения профилей  $\Sigma_{\text{H}_2}(R)$  и  $\Sigma_{\text{HI}}(R)$  использовалась линейная интерполяция между точками. Общая поверхностная плотность газа исправлялась за наличие гелия и других тяжелых элементов  $\Sigma_g = 1.36 \times (\Sigma_{\text{HI}} + \Sigma_{\text{H}_2})$ , как в работе [48] и других.

Для галактики NGC 5533, у которой не было найдено данных о количестве молекулярного водорода, была использована другая методика построения  $\Sigma_g$ , основанная на результатах из работы [89]. В этой работе было показано (рисунок 3), что в среднем центральные величины  $\Sigma_g$  могут быть получены как экспоненциальное продолжение профиля  $\Sigma_{\text{HI}}$  к центру галактики с масштабom  $r_{25}/1.92$ . Профиль  $\Sigma_{\text{HI}}$  для NGC 5533 был приближен, используя указанное масштабное соотношение на участке  $1.0 - 2.0 r_{25}$ , где оно выполняется точнее всего (для NGC 5533  $r_{25} = 78''$  для полосы  $B$  [93]). Продолжив приближение до нуля, было получено значение центральной поверхностной плотности около  $27 M_{\odot} \text{пк}^{-2}$ . Величины  $\Sigma_{\text{H}_2}$  получаются как разность между полученным экспоненциальным приближением  $\Sigma_g$  и  $\Sigma_{\text{HI}}$ . Общая поверхностная плотность газа также исправлялась за наличие гелия указанным выше способом. Несмотря на то, что полученный профиль  $\Sigma_g$  получается сильно модельно зависимым, стоит отметить, что использование другого масштабного соотношения (например, [117]) или  $r_{25}$  для второй фотометрии заметно на результаты не влияет. Стоит отметить, что предсказываемого молекулярного газа в галактике получается много и достаточно странно что галактика не наблюдалась ни в одном из соответствующих обзоров. Используемое приближение может существенно повлиять на выводы о динамическом статусе галактики и поэтому дополнительно рассматривается модель без учета молекулярного газа, то есть  $\Sigma_g = 1.36 \times \Sigma_{\text{HI}}$ .

### 2.4.3 Массовая модель диска

Для получения профиля массовой модели звездного диска и профиля  $\Sigma_s(R)$  необходима поверхностная фотометрия галактики с проведенной декомпозицией на балдж и диск, а также оценка величины массы к светимости  $M/L$  в той же полосе. Первоначально для каждой галактики было отобрано большое

количество таких фотометрий в оптических и инфракрасных полосах (меньше всего для NGC 338 — 3 полосы, больше всего для NGC 2985 и NGC 5533 — 9 полос). Оценки  $M/L$  получались по статистическим калибровочным соотношениям из работ [118, 119, 120], которые в общем виде записываются как

$$\log_{10} M/L = a_\lambda + b_\lambda \times C,$$

где  $a_\lambda$  и  $b_\lambda$  — численные коэффициенты для полосы  $\lambda$ ,  $C$  — цвет диска в полосах, по которым проходила калибровка. В качестве показателя цвета диска бралась разница абсолютных звездных величин диска  $B-R$  по данным [93], либо все возможные варианты для SDSS полос, для которых абсолютная звездная величина диска исправлялась за значение поглощения, взятое из NED, либо разница  $3.6\mu m - 4.5\mu m$  в случае фотометрий из обзора  $S^4G$ . Все значения брались исправленными за поглощение. Звездные величины в  $S^4G$  представлены так называемыми AB-values и конвертировались в светимости по известному алгоритму. В случае, если в декомпозиции было два звездных диска, суммарная массовая модель  $\Sigma_s$  равнялась их сумме.

К сожалению, полученные массовые модели во всех случаях сильно расходились между собой (так, центральное значение  $\Sigma_s$  для разных фотометрий могло отличаться в 5 и более раз, Рис. 2.1), что не позволяло обоснованно выбрать одну или несколько декомпозиций. Это связано со статистической природой калибровочных соотношений, допускающей сильные отклонения от среднего, и недостаточной калибровкой разных полос между собой [119]. Поэтому было решено отказаться от массовой модели по калибровочным соотношениям и использовать вместо нее модель максимального диска, а также из всех фотометрий выбрать только наиболее близкие к инфракрасной области спектра полосы, как менее подверженные влиянию пыли.

Модель максимального диска для заданной фотометрии определялась при наибольшем значении  $M/L$ , при котором вклад кривой вращения диска (или двух дисков)  $v_d$  в  $v_c$  не превышает  $0.85 v_c$  [125, 126]. Для NGC 338 и NGC 1167, у которых отношение  $M/L$  в  $B$ -полосе оказалось слишком велико, была использована модель субмаксимального диска с соответствующим ограничением в  $v_d < 0.6 v_c$  [126]. Итоговые выбранные для анализа полосы, параметры декомпозиции и оценки  $M/L$  приведены в Таблице 3. Для выбранных массовых моделей также приведены соответствующие кривые вращения на Рис. Б.1–Б.7. Отметим, что учет диска как максимального ведет к завышенным значениям  $\Sigma_s$  и дает

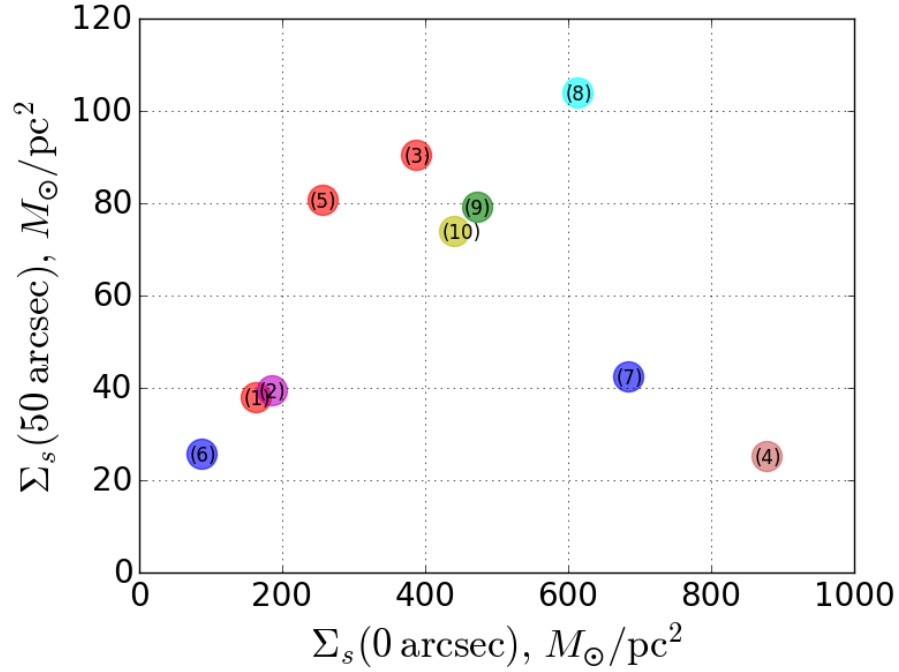


Рисунок 2.1 — Массовые модели звездного диска в NGC 5533, полученные из калибровочных соотношений [118, 119, 120]. Приведена зависимость поверхностной плотности  $\Sigma_s$  в центре галактики и на расстоянии  $50''$ . Цвет показывает фотометрическую полосу модели. Используемые фотометрии из [44] (1)  $R$ ; (2)  $B$ ; (3) максимальный диск  $R$ ; (4) [107]  $J$ ; (5) [121]  $R$ ; (6) [122]  $V$ ; (7) [123]  $V$ ; [124] (8)  $g$  (цвет  $r - i$ ); (9)  $r$  (цвет  $g - i$ ); (10)  $i$  (цвет  $g - r$ ). Во всех случаях кроме (8)-(10) были использованы исправленные за поглощение цвета  $B - R$  из работы [44].

в анализе оценку на максимальное дестабилизирующее возмущение, которое звезды могут оказывать на газ в двухжидкостной модели. Обосновать использованный выбор массовой модели можно тем, что галактики яркие (Таблица 2) и имеют очень большие скорости вращения, что свидетельствует о массивных звездных дисках (это видно и по итоговым оценкам  $M/L$  в Таблице 3).

#### 2.4.4 Индикаторы звездообразования

В качестве индикаторов звездообразования использовались голубые области на изображениях из обзора SDSS и эмиссия в линии  $H\alpha$ , в отдельных случаях УФ и ИК изображения. Восстановление радиального профиля SFR вдоль главной оси не производилось, вместо этого по изображениям измерялось расстояние от центра до внешних областей, дальше которого не наблюдается активное звездообразование или же темп его существенно снижается. Для всех



Таблица 3 — Фотометрические параметры и массовые модели исследуемых галактик.

NGC	Полоса	Ссылка	$r_{e,b}$ ( $''$ )	$h$ ( $''$ )	$\mu_0^d$ (mag/ $''^2$ )	M/L ( $M_\odot/L_\odot$ )	$M_d$ ( $10^{10} M_\odot$ )
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
338	$R$	N07	15.0	18.3	21.92	9.64 <sup>sub</sup>	8.54
	$B$	N07	15.0	17.7	22.53	6.48 <sup>sub</sup>	8.16
1167	$R$	N07	6.7	24.2	20.12	4.95	43.47
	- " -	- " -	- " -	- " -	- " -	2.47 <sup>sub</sup>	21.69
2985	$K$	H01	14.0	31.1	17.32	1.27	8.32
	3.6 $\mu$ m	S4G	6.3	12.8/48.9	18.55/20.84	1.21	7.77
3898	$R$	N07	8.8	36.2	20.49	7.80	8.64
	$R$	G11	—	19.1/59.9	19.03/21.53	2.93	6.88
4258	$I$	Y08	14.9	74.2	18.26	1.00	4.52
	3.6 $\mu$ m	F10	15.0	80.7	18.82	0.38	10.66
4725	$H$	H01	—	50.3	17.11	0.72	11.48
	3.6 $\mu$ m	S4G	10.14	73.2	20.34	1.61	18.57
5533	$r$	M17	8.9	28.0	20.72	4.51	24.95
	$R$	N07	9.9	34.4	21.27	7.32	29.93

Приведены номер галактики в каталоге NGC (1), фотометрическая полоса (2), декомпозиция из работ (3): N07 — [44]; H01 — [87]; S4G — [86]; G11 — [85]; Y08 — [91]; F10 — [45]; M17 — [124], эффективный радиус балджа (4), экспоненциальный масштаб диска (5) и центральная поверхностная яркость диска (6); для галактик с двумя звездными дисками их параметры разделены чертой. Оценка отношения массы к светимости  $M/L$  в указанной полосе приведена в столбце (7), где верхним индексом <sup>sub</sup> обозначаются случаи использования субмаксимальной модели диска. Полная масса звездного диска (дисков) приведена в (8). Стоит отметить, что разница в оценке  $M/L$  в случае NGC 3898 связана с различающимися центральными поверхностными яркостями в исходных работах.

галактик, за исключением NGC 4725, для которой наблюдаются радиальные структуры в ИК полосе, удастся найти расстояние, внутри границы которого на любом расстоянии и азимуте присутствует заметное звездообразование. Для NGC 1167, где слабое звездообразование сосредоточено в основном в кольце, исследуемая область ограничена также минимальным расстоянием. Для всех измерений на изображениях использовались расстояния до галактик  $D$ , приведенные в Таблице 2. Необходимо отметить, что соответствующие расстояния из работ иногда отличаются от используемых более чем в два раза, как в случае NGC 4725 [108]. Для двух галактик с массивными внешними спиралями NGC 4258 и NGC 4725 были также измерены расстояния до этих спиралей, однако их удаленность от центра позволяет провести в них только одножидкостной анализ неустойчивости (Рис. 2.10). Таким образом, используемый в главе подход выявления областей звездообразования скорее качественный, чем количественный, однако для проведения анализа его вполне достаточно.

#### 2.4.5 Решение уравнений

После того, как найдены все необходимые параметры, в каждой наблюдательной точке профиля  $\Sigma_g$  внутри диапазона расстояний вне балджа и при  $R < 130''$  (общая выбранная граница для всех галактик, которая позволяет изучить удаленные области и изобразить результаты на одном рисунке) для каждой из выбранных массовых моделей диска находятся значения  $Q_g$  и соответствующие нижней и верхней оценке на радиальную дисперсию скоростей  $\sigma_R$  величины  $Q_{s,\max}$  и  $Q_{s,\min}$ . После этого ищется максимум выражения (2.5) несколькими способами, а именно перебором по сетке  $\bar{k}$  или численно решается уравнение, в котором производная по  $\bar{k}$  приравняется к нулю (производится поиск дихотомией по сетке, в случае если на концах сетки разные знаки функции, то промежуток содержит корень). Для проверки также находится максимум уравнения двухжидкостной неустойчивости в гидродинамическом приближении (2.1). Сделать это проще, поскольку уравнение равенства нулю производной левой части по  $\bar{k}$  является кубическим и решается аналитически. Для всех галактик и наблюдательных точек отличия  $Q_{\text{eff}}$  для гидродинамического и кинетического приближения минимальны. На графиках приведены  $Q_{\text{eff}}$

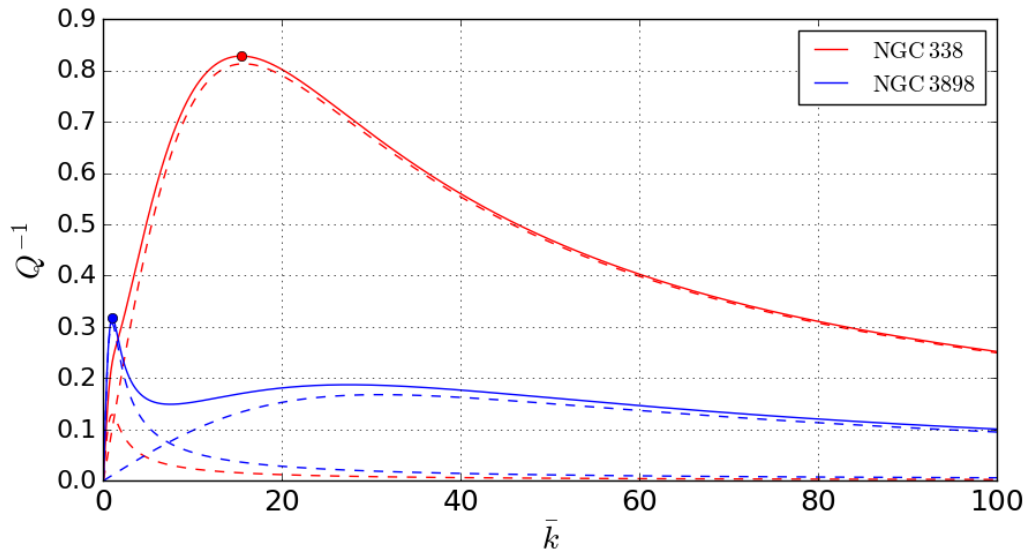


Рисунок 2.2 — Зависимость параметра  $Q^{-1}$  от безразмерного волнового числа  $\bar{k}$ . Сплошная линия показывает зависимость (2.5) для NGC 338 (синяя, ниже) и NGC 3898 (красная, выше) для точки на расстоянии  $60''$  от центра. Обе модели приведены для фотометрии в полосе  $R$ . Пунктирные линии показывают по отдельности вклад двух слагаемых из уравнения (2.5) в величину  $Q^{-1}$ , первый пик соответствует звездной компоненте, второй — газовой. Точками отмечены максимумы, соответствующие наиболее неустойчивой длине волны в рамках двухжидкостной модели. Видно, что на данном расстоянии наиболее неустойчивой компонентой для NGC 338 оказывается газ, тогда как в случае NGC 3898 определяющим является влияние звездного диска.

для кинетического приближения как более точного. Стоит отдельно отметить, что каждое уравнение решается дважды — для соответствующих верхней и нижней оценки  $\sigma_R$ . Поскольку решения дисперсионного уравнения верны для коротковолнового приближения, его справедливость проверялась для всех галактик [127]. На Рис. 2.2 показан пример зависимости  $Q^{-1}(\bar{k})$  для одинакового расстояния для галактик NGC 338 и NGC 3898, а также положение максимумов и вклады каждого из слагаемых уравнения (2.5) в отдельности. Из рисунка видно, что максимум соответствует наиболее неустойчивому возмущению, а также какая из компонент, газовая или звездная (второй и первый пик соответственно) оказывается наименее устойчивой. Полученные для разных фотометрий величины  $Q_g$ ,  $Q_{\text{eff,max}}$  и  $Q_{\text{eff,min}}$  затем сравниваются с 1 в случае осесимметричных возмущений или с пороговой величиной  $\alpha$  в случае неосесимметричных возмущений, что позволяет сделать вывод об устойчивости исследуемой области.

## 2.5 Результаты и обсуждение

### 2.5.1 Результаты для 7 галактик

Результаты применения критерия двухжидкостной неустойчивости показаны на Рис. 2.3–2.4. На каждом рисунке сплошная синяя кривая показывает уровень  $Q_g$ . Поскольку для некоторых галактик вклад молекулярного газа параметризуется используемой фотометрией, таких кривых может быть показано несколько. Для каждой используемой фотометрии из Таблицы 3 соответствующая закрашенная область показывает разброс возможных значений  $Q_{\text{eff}}$  для двухжидкостной модели (от  $Q_{\text{eff,min}}$  до  $Q_{\text{eff,max}}$ ), где верхняя и нижняя граница определяются соответствующими ограничениями на величину дисперсии  $\sigma_R$  из (2.9). Точки соответствуют расстояниям, для которых есть наблюдательные данные по газу и в которых искался максимум выражения (2.5), то есть в них применялся критерий гравитационной неустойчивости. Профиль референсной модели  $Q_f$  (описана далее) показан прерывистой линией с различными типами точек, демонстрирующими, какая компонента диска наиболее неустойчива (звезды для звездного диска, квадраты для атомарного и пятиугольники для молекулярного газа соответственно). Вертикальная линия с горизонтальным штрихом показывает протяженность профиля дисперсий скоростей звезд вдоль луча зрения. Короткие вертикальные отрезки на нижней оси показывают экспоненциальный масштаб диска (или оба масштаба для двухдисковых моделей в NGC 3898 и NGC 2985 на Рис. 2.4) соответствующих фотометрий. Серыми полупрозрачными горизонтальными линиями показаны различные уровни, выше которых наступает неустойчивость с учетом неосесимметричных возмущений (показаны уровни  $Q_{\text{eff}} = 1.0; 1.5; 2.0; 3.0$ , соответствующие величинам  $\alpha = 1.0; 0.67; 0.5; 0.33$ ). Протяженные горизонтальные отрезки на нижней оси указывают области с крупномасштабным звездообразованием, наблюдаемым в линии H $\alpha$  (красный), в виде голубых областей на изображениях SDSS (синий) или в ИК (красный пунктир на Рис. 2.4). Для NGC 5533 также показаны две модели с различным распределением молекулярного газа, которые приводят к двум различным синим кривым одножидкостного критерия  $Q_g$ .

Полученные результаты могут быть разделены на три существенно разных случая. В первую группу можно отнести галактики NGC 338 и NGC 5533, в которых простой одножидкостный критерий дает неустойчивый диск,  $Q_g < 1.5$ . В этих галактиках звездообразование полностью определяется массивным газовым диском (Рис. 2.3) и добавление звездного диска величину  $Q_{\text{eff}}$  практически не меняет. К сожалению в обеих галактиках точный профиль  $\Sigma_{\text{H}_2}$  неизвестен, поэтому результат может варьироваться в зависимости от предположений о распределении молекулярного водорода (смотри ниже). Однако даже атомарного водорода хватает, чтобы диск оказался неустойчивым в областях крупномасштабного звездообразования и влияние звезд на динамический статус можно считать незначительным.

Во второй группе, которая представляет наибольший интерес, ситуация полностью противоположная. Для галактик NGC 1167 и NGC 3898 величина  $Q_g$  оказывается настолько большой, что даже при значительной величине поправки за неосесимметричные возмущения отдельно взятый газовый диск останется устойчивым. Такой эффект достигается за счет того, что, несмотря на большое количество газа в диске, он распределен очень широко и поверхностные плотности  $\Sigma_g$  оказываются малы. В то же время по большим скоростям на кривой вращения видно, что звездные диски в этой паре галактик очень массивные, особенно в случае NGC 1167. Добавление такого диска меняет динамический статус галактики,  $Q_{\text{eff}}$  заметно уменьшается и звездно-газовый диск становится неустойчивым  $Q_{\text{eff}} \approx 2 - 3$  именно в областях звездообразования. По-видимому, в этих галактиках крупномасштабное звездообразование действительно регулируется звездами. Для NGC 1167 эффект гораздо сильнее, поскольку даже для субмаксимального диска величины  $\Sigma_g$  в ней меньше, а  $\Sigma_s$  — больше, чем в NGC 3898. При этом стоит отметить некоторую несогласованность в случае NGC 3898, где SFR велико и многочисленные голубые области в диске делают ее похожей на галактики из первой группы, но при этом уровень неустойчивости меньше чем в NGC 1167, где звездообразование слабое. Также в NGC 3898 можно заметить различие в уровне  $Q_{\text{eff}}$  при разных фотометриях. Например для данных из [85] для получения неустойчивости приходится для части точек предполагать  $\alpha < 1/3$ . Модель без молекулярного газа для NGC 5533 также схожа с моделями, представленными для второй группы галактик.

Все три оставшиеся галактики показывают промежуточные результаты (Рис. 2.4), похожие на результаты для галактик из первой группы, но с различными особенностями. Важно, что только эти галактики имеют не модельный, а полученный по наблюдениям профиль  $\Sigma_{\text{H}_2}$ .

Из галактик в последней группе NGC 4258 и NGC 4725 похожи между собой, в обеих присутствуют массивные бары и внешние спирали с интенсивным звездообразованием. Поверхностные плотности газа велики и газовый диск демонстрирует неустойчивость практически во всех областях наблюдаемого звездообразования. Далекие внешние спирали и внешнее кольцо у NGC 4725 также оказываются неустойчивы с точки зрения простого одножидкостного критерия (Рис. 2.10). В целом в этих галактиках простого критерия достаточно и уровень  $Q_g$  отлично согласуется с наблюдаемым крупномасштабным звездообразованием. Как и ранее, добавление звездного диска делает модель менее устойчивой, что в случае NGC 4258 может служить объяснением наблюдаемого звездообразования при  $100'' < R < 130''$  и радиальных ИК-структур  $50'' - 100''$  по данным SPITZER для NGC 4725. Отметим также, что маленькие значения  $Q_{\text{eff}}$  в центре NGC 4258 могут быть обусловлены влиянием бара.

Последняя галактика NGC 2985 демонстрирует схожие результаты. Профиль  $Q_g$  состоит из трех частей: неустойчивой внутренней, где наблюдается звездообразование, маргинально устойчивой внешней  $Q_g \approx 3$  и промежуточной между ними. Наблюдаемые области звездообразования почти точно соответствуют критерию неустойчивости  $Q_g < 2$ . Добавление звездного диска практически не влияет на динамический статус галактики, причем для более точной двухдисковой модели по инфракрасным данным уменьшение  $Q_{\text{eff}}$  меньше, чем в случае фотометрии в полосе  $K$ . Существенным оказывается влияние молекулярного газа на устойчивость газового диска в NGC 2985. В случае, если убрать весь молекулярный газ из галактики, эффективный параметр Тумре для двухжидкостной модели останется около текущего уровня, тогда как сам по себе только газовый диск из атомарного водорода станет устойчивым, как в случае NGC 3898.



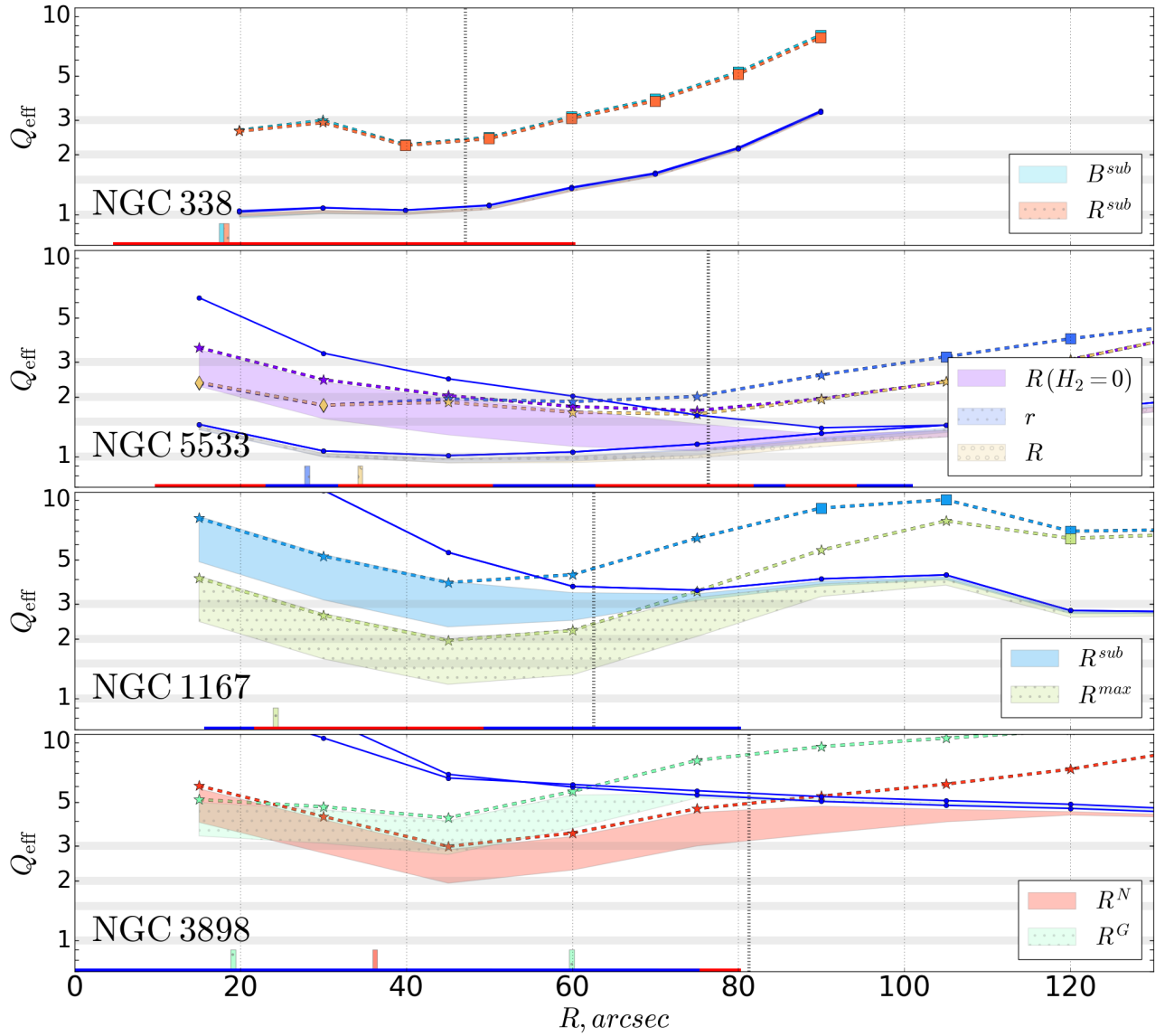


Рисунок 2.3 — Профили  $Q_{\text{eff}}$  для исследуемых галактик из первых двух групп.

### 2.5.2 Опорная (референсная) модель

Для того чтобы проверить, как различные предположения сказываются на результатах и насколько эти результаты отличаются от полученных другими авторами, была использована простая опорная модель (она же референсная) гравитационной неустойчивости для сравнения. В качестве такой модели было взято приближение вида (19) из работы [65], которое является более общим, чем приближение (2.6). Опорная модель является трехкомпонентной, состоящей из звездного, атомарного и молекулярного газовых дисков, как проиллюстрировано в [65]. Причина, по которой использовалось приближение вместо точного решения в том, что оно очень широко используется и может быть легко сравнимо с

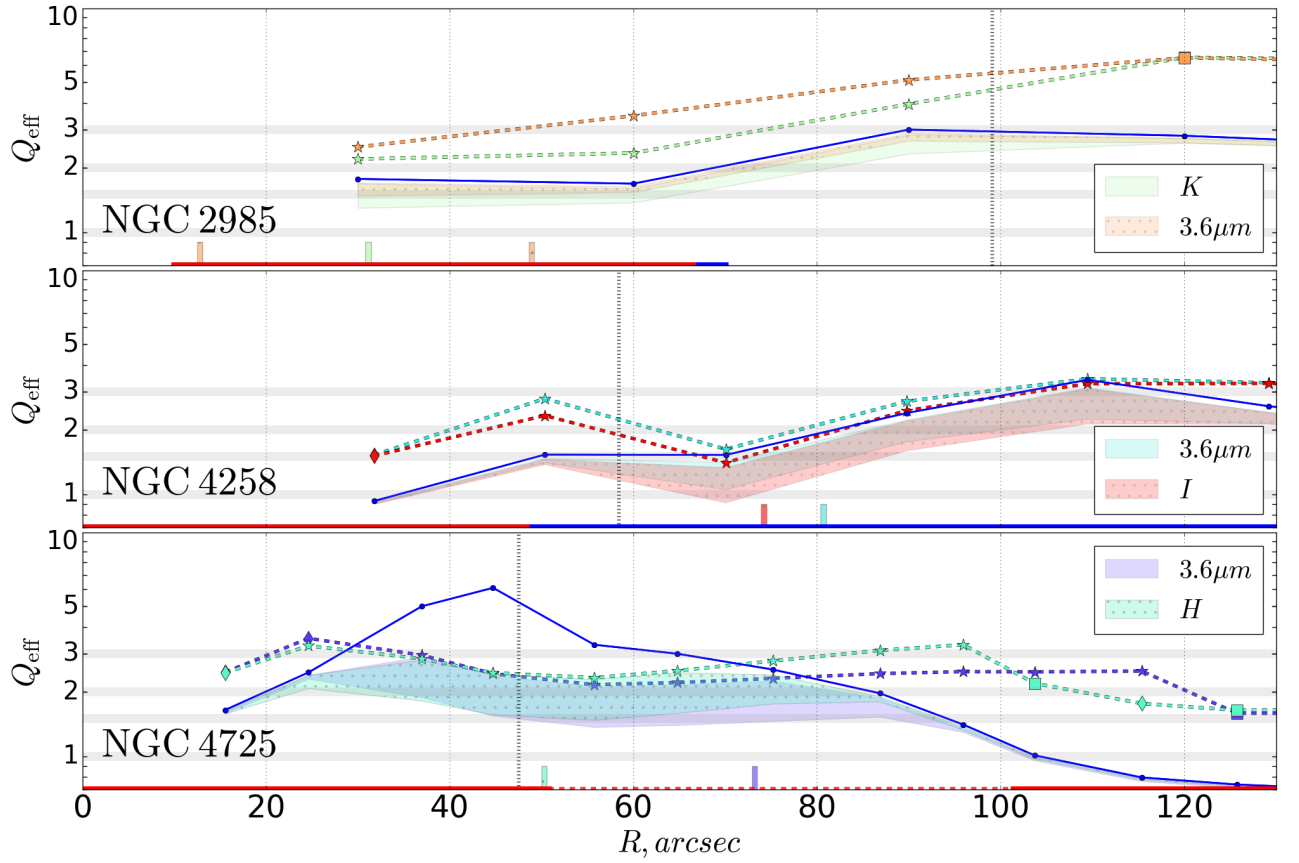


Рисунок 2.4 — То же что и на Рис. 2.3 для оставшихся галактик NGC 2985, NGC 4258 и NGC 4725.

предыдущими работами [62, 67, 68, 70, 128]. Это приближение также показывает хорошую точность, учитывает влияние эффекта толщины диска и различие в дисперсиях двух газовых фаз. Следуя [65], для опорной модели были приняты наблюдательно обоснованные величины  $\sigma_{\text{HI}} = 11$  км/с и  $\sigma_{\text{H}_2} = 6$  км/с. Для звездного диска были использованы средние параметры из использованных в анализе, а именно  $\sigma_z/\sigma_R = 0.5$  и дисперсия скоростей в радиальном направлении, равная полусумме верхнего и нижнего ограничения. Учет толщины производится как в выражении (2.6) и приводит к поправочному коэффициенту  $T_s = 1.15$  для звездного диска. Оба газовых диска считаются изотропными и поэтому поправочный коэффициент для них равен  $T_g = 1.5$ .

Описанные усредненные и более физически обоснованные референсные модели были сосчитаны для всех исследуемых галактик, полученные профили были обозначены как  $Q_f$ . На Рис. 2.3–2.4 они представлены прерывистой линией с различными типами точек. Из рисунков видно, что значения  $Q_f$  практически везде выше двухжидкостного профиля  $Q_{\text{eff}}$ , поскольку влияние толщины и различных скоростей звука для атомарного и молекулярного газа вносит стабилизирующий эффект. Однако, различные части полученных профилей опорной

модели ведут себя по-разному в зависимости от  $Q_g$ . Области, в которых опорный профиль лежит в пределах 5 – 8% от верхней границы  $Q_{\text{eff}}$ , совпадают с областями, где  $Q_g > Q_f$ . Для остальных расстояний  $Q_f$  становится заметно больше  $Q_g$  и даже  $Q_{\text{eff}}$ . Это поведение лучше всего может быть прослежено для галактик NGC 1167 и NGC 4725. Существуют две причины такого соответствия. Во-первых, в областях диска, где  $Q_g > Q_f$ , даже для толстых дисков доминирует звездная компонента модели. Поэтому величина  $Q_f$  близка к  $T_s Q_s$  из уравнения (2.6). Во-вторых, полусумма верхнего и нижнего предела на  $\sigma_R$  из (2.9) для углов наклона  $i = 36 - 64^\circ$  очень близка к верхнему пределу, помноженному на коэффициент  $T_s = 1.15$ . Отличие менее 8% для углов  $35^\circ < i < 50^\circ$  и уменьшается до 5% если  $i > 50^\circ$ . Таким образом в областях, динамический статус которых определяется звездным диском,  $Q_f \approx Q_s \approx Q_{\text{eff}}$  для верхнего предела  $\sigma_R$ . Во всех остальных точках, где  $Q_g < Q_f$ , даже если динамический статус по прежнему определяется звездами, пренебречь влиянием газа уже нельзя.

Также можно заметить из Рис. 2.3–2.4, что почти везде звездный диск является наиболее неустойчивой компонентой. Всего в нескольких точках из центральных областей доминирует  $H_2$ , а HI определяет уровень неустойчивости в удаленных областях. Единственное исключение составляет галактика NGC 338, в которой неустойчивость определяется исключительно атомарным газом. Стоит также упомянуть здесь диссипацию. Как было сказано ранее, стабилизирующий эффект толщины диска может быть компенсирован учетом газовой диссипации [72]. Если принять во внимание упомянутый эффект, то это уменьшит референсные значения  $Q_f$ . Для областей с наиболее неустойчивым звездным диском, которые и представляют наибольший интерес, значения  $Q_{\text{eff}}$  окажутся прямо внутри полученного в работе разброса возможных двухжидкостных моделей.

### 2.5.3 Ошибки

В данной работе используется большое количество предположений, которые могут повлиять на полученный результат и величину  $Q_{\text{eff}}$ . Это влияние и другие возможные источники ошибок обсуждаются ниже.

Первым источником ошибок являются неучтенные эффекты стабилизирующего влияния толщины диска и дестабилизирующее влияние диссипации газа. Как было упомянуто выше, учесть корректно их сложно, но можно рассчитывать на то, что эти эффекты в достаточной степени компенсируют друг друга. В работе [72] показано, что совместный их учет ведет к тем же величинам уровня неустойчивости  $Q_{\text{eff}} < 2 - 3$ , что и используемый в диссертации. Отдельно стабилизирующее влияние толщины не является главным источником ошибок в использованном методе и оценивается приблизительно в 20% [74]. Более точно это влияние можно учесть путем сравнения с опорными моделями, как было показано выше.

Ошибки в определении величины угла наклона галактики  $i$  также являются одним из источников неопределенности  $Q_{\text{eff}}$ . Для каждой галактики были собраны величины  $i$  из ряда работ и вычислено среднее (см. Таблицу 2). Наибольшая величина ошибки в определении угла наклона составила  $8^\circ$ , но в среднем не превышает пары градусов. Угол наклона  $i$  влияет на то, как сильно будет исправлена кривая вращения, а значит и на то, какая получится эпициклическая частота  $\kappa$  и насколько большим будет отношение  $M/L$ . Он также участвует в используемых приближениях  $\sigma_R$ . Таким образом влияние угла наклона на величину эффективного параметра Тумре нелинейно и зависит от многих факторов. Так, одно из наиболее сильных изменений  $Q_{\text{eff}}$  при варьировании  $i$  в пределах ошибок оказывается у галактики NGC 1167, хотя величина этой ошибки составляет всего  $2^\circ$ . Величина указанного эффекта даже в этом случае достаточно мала и показана на Рис. 2.5. Отметим, что профиль  $Q_g$  также может меняться при изменении  $i$ , поскольку зависит от эпициклической частоты. Для всех остальных галактик изменение  $Q_{\text{eff}}$  при варьировании  $i$  в пределах ошибок оказывается также мало (за исключением NGC 338 и NGC 4725, где в некоторых областях расхождение больше, но конечный результат остается в пределах одного и того же динамического статуса) и поэтому влиянием точности определения угла наклона на полученные результаты можно пренебречь.

Из всех величин, непосредственно входящих в формулу для  $Q_{\text{eff}}$ , существенное влияние на результат может оказать только величина неопределенности скорости звука  $c_g$ , поскольку все остальные параметры (исключая  $\sigma_R$ , широкий разброс которой уже учтен) выводятся непосредственно из наблюдений. Действительно, наблюдения показывают [68, 112], что часто используемое

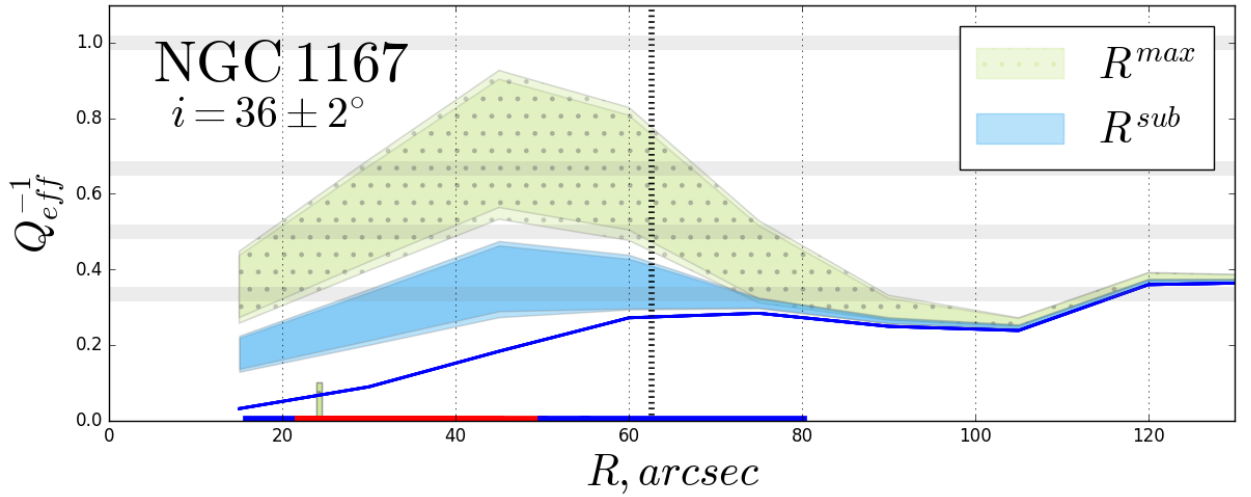


Рисунок 2.5 — Влияние варьирования угла наклона  $i$  на уровень  $Q_{eff}^{-1}$  в двухжидкостной модели для NGC 1167. Более прозрачным цветом показаны наибольшие изменения значений при использовании угла из допустимого диапазона. Обозначения аналогичны Рис. 2.3. Видно, что для обеих фотометрий уровень неустойчивости меняется мало при варьировании угла наклона  $i$ .

предположение о постоянстве  $c_g$  в диске галактики [3, 48] может быть неверным и может приводить к довольно сильным отличиям от фактических величин. Из упомянутых работ видно, что принятое в работе значение скорости звука 6 км/с мало и поэтому может быть несогласованным с настоящим значением. Из анализа дисперсий молекулярного и атомарного газа в работе [68] видно, что центральные значения  $c_g$  в атомарном и молекулярном газе могут достигать величин 50 — 100 км/с в центре, а интересующие нас внешние области с большой достоверностью демонстрируют скорость звука из диапазона 4 — 20 км/с. Чтобы проверить, как изменение скорости звука  $c_g$  отразится на величине эффективного параметра Тумре, указанный диапазон был равномерно разделен на 50 промежутков, для центрального значения скорости из промежутка отдельно был сосчитан профиль  $Q_{eff}$ , после чего по совокупности профилей определялось среднее значение профиля и его стандартное отклонение.

Результаты приведены на Рис. 2.6. Сплошная кривая показывает профиль  $Q_g$  для используемой в работе скорости звука  $c_g = 6$  км/с. Для заданной фотометрии, подписанной в левом верхнем углу, сплошные закрашенные области показывают, как менялись верхние и нижние границы соответствующей двухжидкостной модели при варьировании величины  $c_g$ . Эти закрашенные области соответствуют среднему уровню  $Q_{eff}$  с ошибкой в одно стандартное отклонение, рассчитанному для 50 моделей со скоростями звука  $c_g$  от 4 км/с до 20 км/с, как уже было упомянуто. Видно, что там где уровень неустойчивости исходно

определялся влиянием звезд, то есть  $Q_g > Q_{\text{eff}}$ , отличие от базовой модели с  $c_g = 6$  км/с минимально. Во многих областях  $Q_{\text{eff}}$  оказывается выше  $Q_g$ , как например в случае NGC 338, поскольку большинство моделей в диапазоне 4 – 20 км/с рассчитываются для скорости звука больше 6 км/с. Хорошо видно, что форма возможных профилей  $Q_{\text{eff}}$  в целом аналогична таковым на Рис. 2.3–2.4. Поскольку в уравнении (2.5) от  $c_g$  зависит только второе слагаемое, соответствующее вкладу газового диска, ошибки растут в тех областях, где наиболее неустойчивой оказывается газовая компонента (второй горб на Рис. 2.2). На Рис. 2.6 это проявляется в том, что величина неопределенности растет там, где двухжидкостный критерий был близок к одножидкостному. Сравнение с Рис. 2.3–2.4 показывает, что неопределенность  $Q_{\text{eff}}$ , связанная с влиянием эффекта толщины диска и более горячего атомарного газа в опорной модели практически совпадает с ошибкой, следующей из варьирования параметра скорости звука  $c_g$ . Также видно, что как и предполагалось, наиболее сильно варьирование  $c_g$  меняет модель для галактик NGC 338, NGC 5533 и внешних областей NGC 4725, однако даже для них диск все равно остается по большей части неустойчивым. Во всех остальных случаях влияние  $c_g$  на динамический статус галактик мало и не меняет полученные результаты. Особенно хорошо это заметно для NGC 1167 и NGC 3898, где ширину изменения границ уровней  $Q_{\text{eff}}$  в области звездообразования на Рис. 2.6 можно считать нулевой. Отметим, что во внутренних областях настоящая величина эффекта скорее всего несколько больше показанного, а во внешних - меньше, поскольку реальные скорости звука там больше и меньше соответственно использованных ограничений 4 – 20 км/с.

Также был дополнительно рассмотрен случай изменяющейся с расстоянием скорости звука. Использовался реалистичный модельный профиль с большими значениями  $c_g(R) = 50 \times \exp(-R/2h)$ , где  $h$  - экспоненциальный масштаб диска. Следует отметить, что профиль может быть необоснованно завышен из-за выбора большого центрального значения, которое, однако, наблюдается в отдельных галактиках [68, 112]. Полученные уровни  $Q_{\text{eff}}$  для галактики NGC 338, у которой изменения при использовании такого профиля одни из самых значительных, приведены на Рис. 2.7. Видно, что центральные области становятся гораздо более устойчивыми, однако двухжидкостная модель все так же осталась способна объяснить текущее звездообразование в NGC 338.



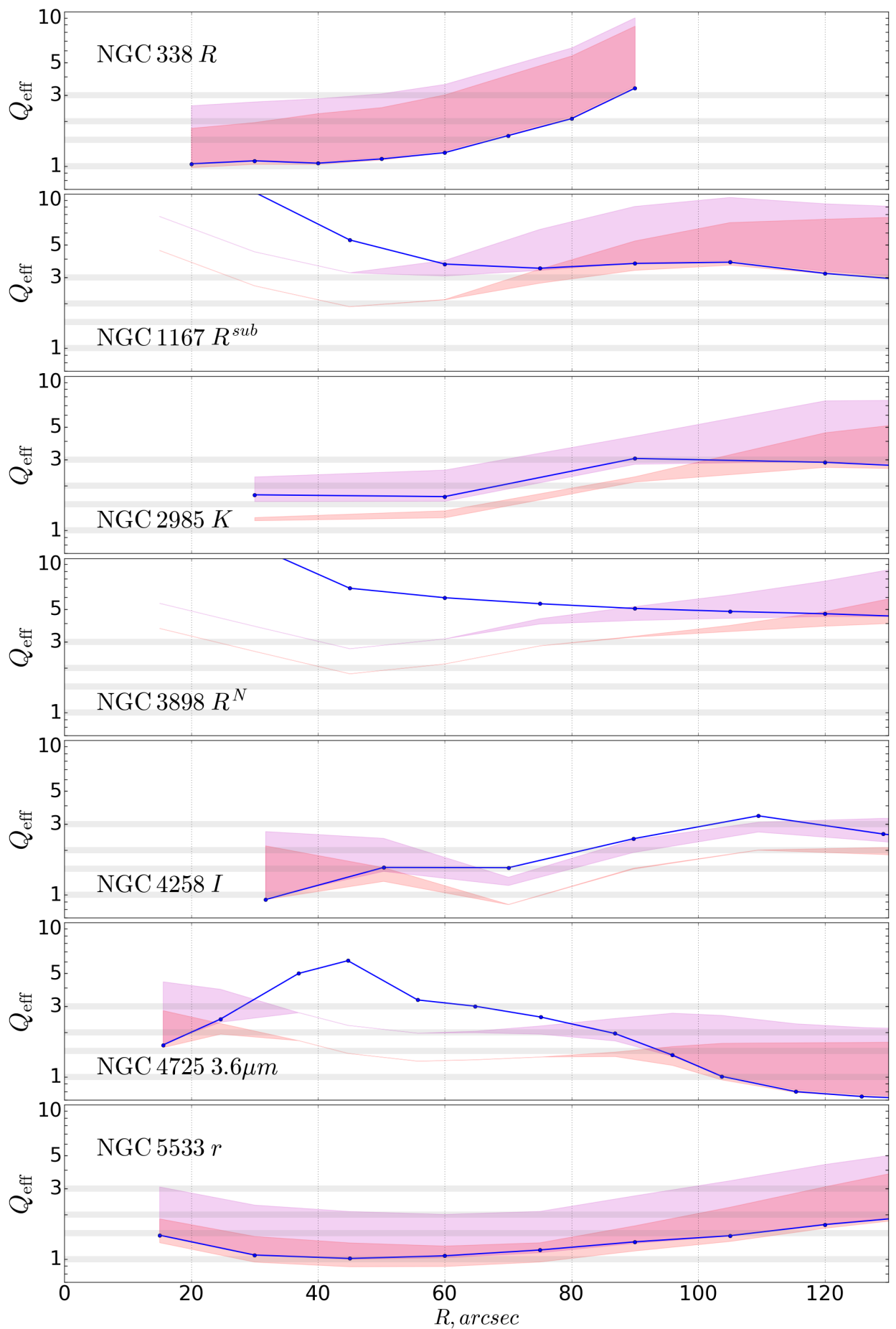


Рисунок 2.6 — Изменение уровня профиля  $Q_{\text{eff}}$  для различных значений скорости звука  $c_g$ .

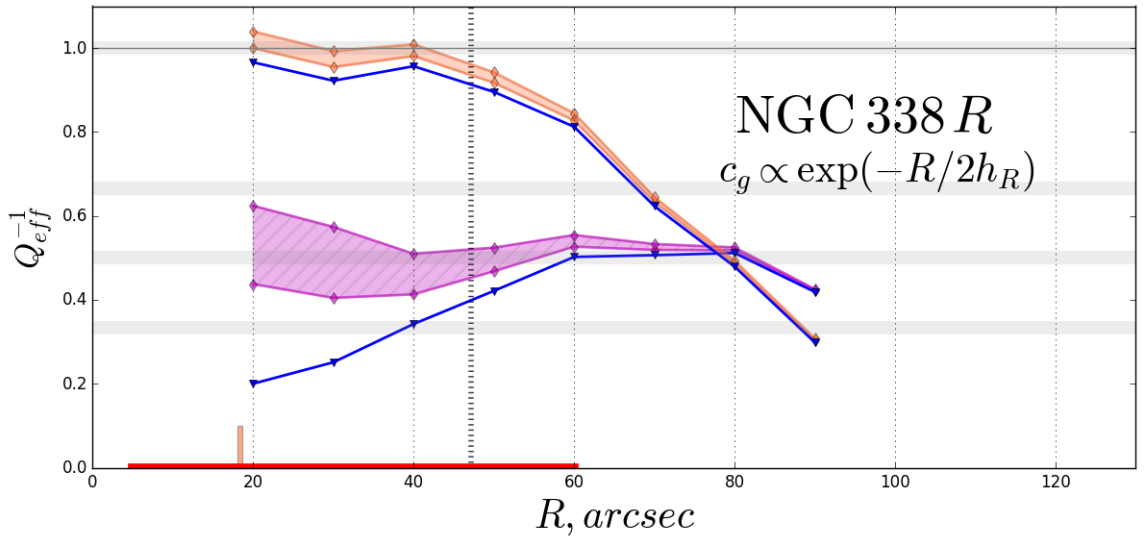


Рисунок 2.7 — Изменение уровня неустойчивости при использовании реалистичного профиля  $c_g(R)$  для галактики NGC 338 и фотометрии в полосе  $R$ . Показаны исходные уровни  $Q_{\text{eff}}^{-1}$  и  $Q_g^{-1}$  (закрашенная область и кривая сверху) и они же после применения реалистичного профиля  $c_g(R)$  (заштрихованная область и кривая под ней внизу). Остальные обозначения аналогичны Рис. 2.3.

Для остальных галактик это также верно, что неудивительно, поскольку для такого профиля действуют все те же приведенные выше соображения о влиянии варьирования  $c_g$  на ошибки.

Схожим образом исследовалось предположение о влиянии распределения молекулярного газа в тех галактиках, где не было найдено измеренных профилей  $\Sigma_{\text{H}_2}$ . Было проверено, что будет с моделью, если перераспределить газ так, чтобы в далеких областях его стало больше, увеличив используемый масштаб распределения с  $h$  до  $2h$ :  $\Sigma_{\text{H}_2} \propto \exp(-R/2h)$ , где  $h$  — соответствующий экспоненциальный масштаб диска. Другими словами, та же самая масса молекулярного газа была перераспределена по большей площади. На Рис. 2.8 показан такой случай для галактики NGC 338, для которой изменения наиболее значительны и составляют до 25%. Видно, что центральные области стали более устойчивыми, тогда как на больших расстояниях величины  $Q_{\text{eff}}^{-1}$  почти не изменились. Для NGC 1167 и NGC 3898 при перераспределении молекулярного газа результаты остаются прежними даже в центральных областях.

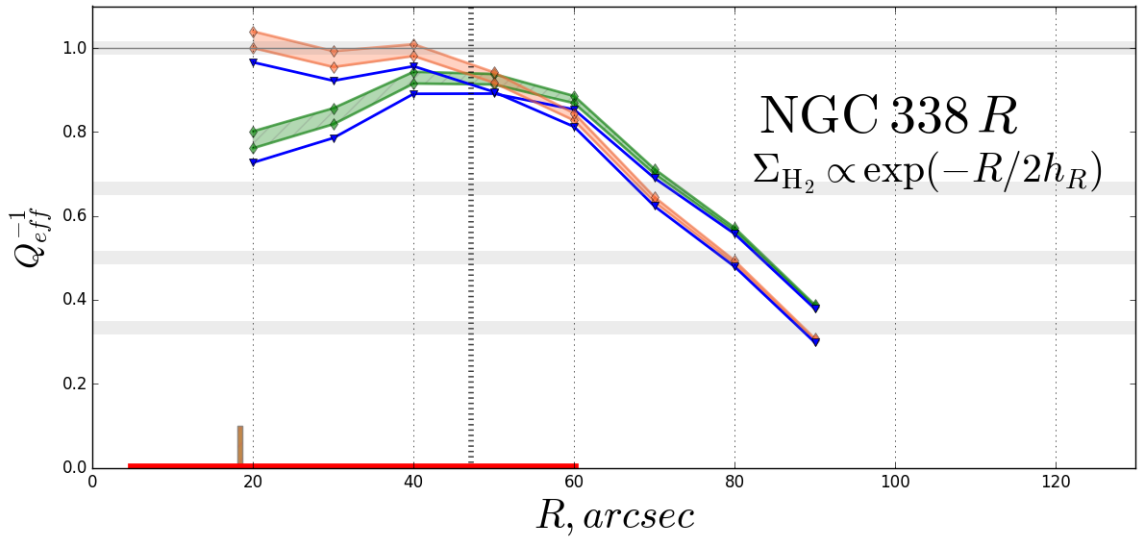


Рисунок 2.8 — Изменение уровня неустойчивости при использовании более пологого профиля  $\Sigma_{\text{H}_2}$  для галактики NGC 338 и фотометрии в полосе  $R$ . Показаны исходные уровни  $Q_{\text{eff}}^{-1}$  и  $Q_{\text{g}}^{-1}$  (область и кривая сразу под ней, расположенные выше в центральных областях) и они же после перераспределения молекулярного газа. Остальные обозначения аналогичны Рис. 2.3.

#### 2.5.4 Приближения для параметра $Q_{\text{eff}}$

Почти во всех работах, где рассматривается вопрос о гравитационной неустойчивости газового диска совместно со звездным, вместо точного решения (2.5) используется та или иная приближенная формула. В этом параграфе сравниваются полученные результаты с оценками простого приближения [58], а также с более современной и точной приближенной оценкой из работы [59]. Для каждой наблюдательной точки в рассматриваемом диапазоне  $R < 130''$  и каждой принятой фотометрии в галактике вычислялись величины  $Q_{\text{WS}}$  по формуле (2.3) и  $Q_{\text{RW}}$  по формуле (2.4), где в отличие от (2.6) не учитывается толщина. Скорость звука как и прежде бралась равной 6 км/с, для каждой формулы рассчитывалось два аппроксимационных значения, соответствующих верхней и нижней оценке  $\sigma_R$ .

Результаты сравнения вычисленных приближенных величин с точным параметром Тумре  $Q_{\text{eff}}$ , полученным прежде, приведены на Рис. 2.9. Размер точек соответствует их удаленности от центра галактики. Из рисунка хорошо видно, что, как и было упомянуто ранее, приближение (2.3) достаточно неточное и его использование приводит к ошибке определения уровня  $Q_{\text{eff}}$  до двух раз. Тем не менее приближение все еще используется в современных работах [129, 130, 131].

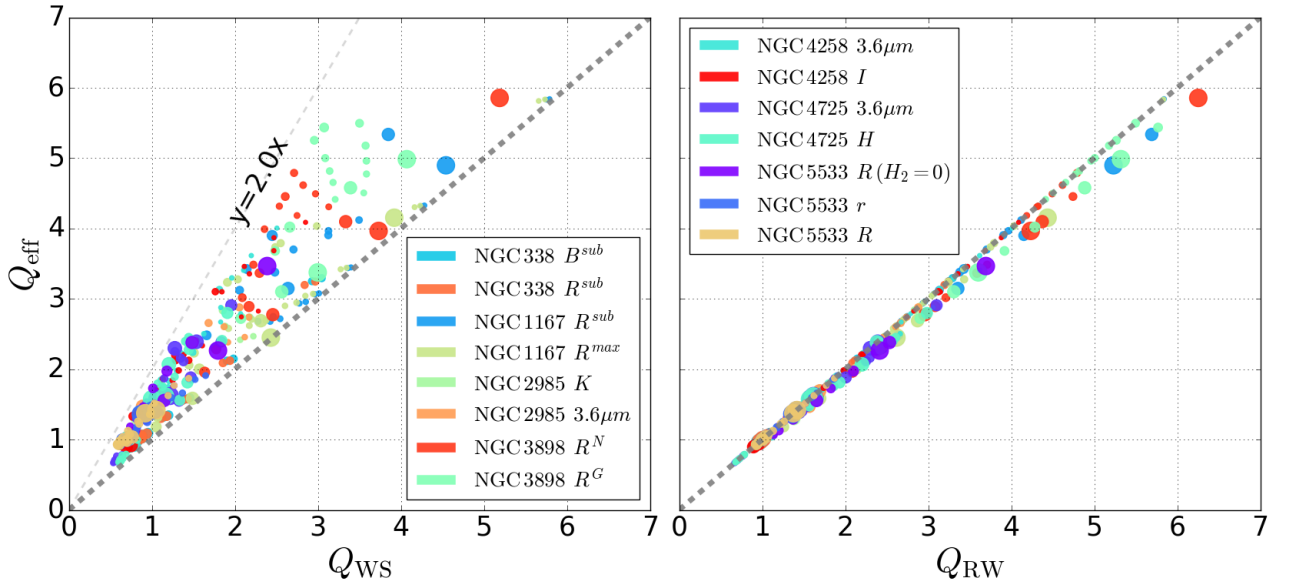


Рисунок 2.9 — Сравнение используемых в работе величин эффективного параметра Тумре  $Q_{\text{eff}}$ , найденных из уравнения (2.5), с полученными  $Q_{\text{WS}}$  из приближений (2.3) (слева) и  $Q_{\text{RW}}$  из (2.4) (справа). Каждая точка соответствует наблюдательной точке с Рис. 2.3–2.4, взятой либо для нижней оценки  $\sigma_R$ , либо для верхней. Размер точки соответствует ее удаленности от центра галактики, чем больше расстояние — тем меньше точка. Толстой прерывистой линией обозначена прямая, на которой  $Q_{\text{eff}}$  равно  $Q_{\text{WS}}$  слева или  $Q_{\text{RW}}$  справа. Цвета точек соответствуют фотометриям на Рис. 2.3–2.4 и одинаковые между обеими картинками.

Галактика по этому приближению оценивается как более неустойчивая, поскольку зависящие от  $\bar{k}$  множители в (2.1) всегда меньше 1. В противоположность этому, применение формулы из [59] дает среднеквадратическую погрешность в среднем около 3%, а максимальное отличие составляет около 7%, что согласуется с оценками в исходной работе. Звездно-газовый диск в случае использования значений  $Q_{\text{RW}}$  получается чуть более устойчивым, чем по точному критерию.

Примечательно, что большинство наблюдательных точек на правом рисунке ложится на две отчетливые линии  $Q_{\text{RW}} \approx Q_{\text{eff}}$  и  $Q_{\text{RW}} \approx 1.07 \times Q_{\text{eff}}$ . Это связано с устройством аппроксимационной формулы (2.4), где для распределения весов нужно понять, какой компонент изначально более неустойчив с точки зрения критерия Тумре. Линейная зависимость по диагонали соответствует случаю, когда более неустойчив газовый диск, вторая линия — когда звездный. Причины, по которым коэффициент получается именно 1.07, заключаются в следующем. Поскольку в этом случае неустойчив именно звездный диск, то максимум  $Q_{\text{eff}}$  приходится на первый горб (Рис. 2.2), который расположен всегда в точке  $\bar{k} \approx 1$  как максимуме функции  $\frac{1 - \exp(-x^2)I_0(x^2)}{x}$ . Далее, веса  $Q_{\text{RW}}^{-1}$

для указанного случая получаются равными  $W_s = 1$ ,  $W_g = \frac{2s}{1+s^2}$ , то есть соответствующее газовому диску второе слагаемое в (2.5) совпадает с таковым в  $Q_{RW}^{-1}$  с точностью до множителя 1.07. Так как это слагаемое мало по сравнению с первым, то может быть отброшено. Поэтому для случая более неустойчивого звездного диска получается

$$\frac{Q_{RW}}{Q_{eff}} \approx 2 \times \frac{1 - \exp(-1)I_0(1)}{1} \approx 1.07.$$

### 2.5.5 Неосесимметричные возмущения

Напомню, что величина коэффициента  $\alpha$ , ответственного за учет неосесимметричных возмущений, в случае одножидкостного критерия составляет приблизительно от  $1/3$  до  $1/2$  [3, 4, 56]. Соответствующий такому значению критерий звездообразования  $Q_g < 2 - 3$  следует также из теоретического анализа [52, 132] и моделирования [55]. Существуют также свидетельства еще более высокого уровня неустойчивости ( $Q_g < 2 - 4$  [133] и  $Q_{RW} \approx 1 - 4$  в звездообразующих спиралях в обзоре THINGS, рисунок 5 в работе [59]). Однако не существует общепринятого значения величины порога в исправленном за учет неосесимметричных мод критерии.

Как видно из Рис. 2.3–2.4, для всех галактик, кроме двух, полученные в работе величины  $Q_g$  хорошо согласуются с общепринятыми значениями  $\alpha$  и позволяют объяснить области бурного звездообразования, не показывая неустойчивости в областях без него. В случае двухжидкостного критерия гравитационной неустойчивости это верно уже для всех галактик. Центральные области с большими поверхностными плотностями газа в NGC 338 и NGC 5533, а также внешние спирали и внешнее кольцо для NGC 4258 и NGC 4725 (Рис. 2.10) неустойчивы уже при  $\alpha \approx 2/3$ , что близко к первоначально предложенному в работе [3] значению. В случае NGC 2985 областям звездообразования хорошо соответствует критерий  $Q_g < 2$ , что равносильно  $\alpha = 0.5$ . В более далеких областях этой галактики газовый диск становится маргинально устойчивым  $Q_g \approx 3$ , как и в случае NGC 1167.

Однако для двух галактик, как было отмечено ранее, газовый диск обладает большим запасом устойчивости относительно гравитационных возмущений.

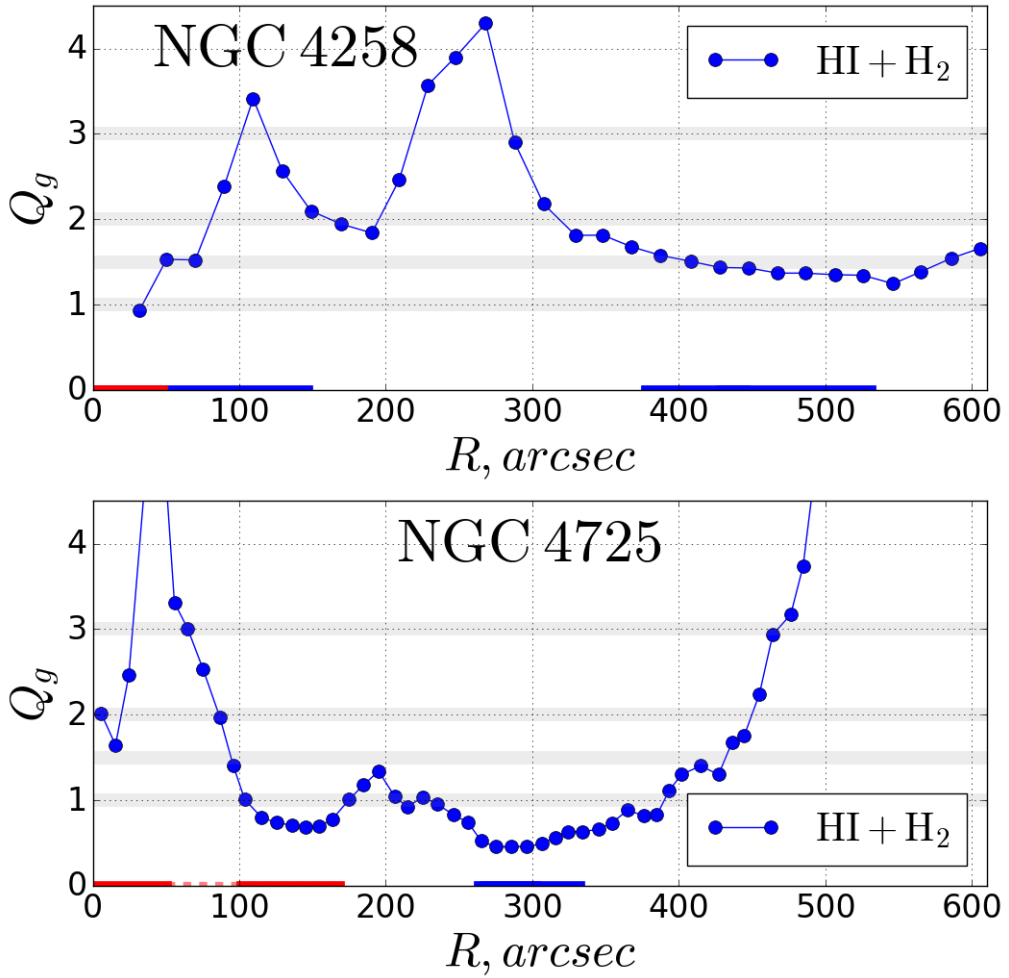


Рисунок 2.10 — Уровень  $Q_g$  для одножидкостного критерия во внешних областях галактик NGC 4258 и NGC 4725. Обозначения аналогичны Рис. 2.3. Из рисунка видно, что газовый диск неустойчив во внешних спиралях, где наблюдается крупномасштабное звездообразование.

В большей степени это проявляется для NGC 3898, где наблюдается  $Q_g > 5$ , в меньшей — для NGC 1167, показывающей в областях звездообразования  $Q_g > 4-5$ . Для этих двух галактик существенным оказывается дестабилизирующее влияние звездного диска. В случае NGC 1167 влияние максимального диска объясняет звездообразование при  $\alpha \approx 0.5$ , а субмаксимального при  $\alpha \approx 0.33$ . Для NGC 3898 в случае более массивной фотометрии [44] достаточный для объяснения уровень  $\alpha$ , при котором большая часть соответствующей области оказывается выше его, примерно равен  $1/3$ , а для второй фотометрии заметно меньше, около  $1/4$ . Исключая эту последнюю модель, такие величины коэффициента  $\alpha$ , исправляющего критерий за возмущения неосесимметричных мод, не являются чем-то необычным и согласуются с общепринятыми величинами. Отметим также, что все опорные модели, за исключением NGC 3898 и субмаксимальной модели NGC 1167, демонстрируют уровень  $Q_f < 3$  в областях звездообразования.



Во всех остальных случаях дестабилизирующее влияние звездного диска уменьшает  $Q_{\text{eff}}$ , но незначительно, не влияя на предполагаемую величину  $\alpha$ . Стоит отметить как возможное исключение модель без молекулярного газа для NGC 5533, где двухжидкостный критерий способен объяснить наблюдаемое звездообразование в центральных областях, но поскольку именно там молекулярного газа обычно много, то скорее всего для объяснения хватит самого газового диска. Еще одна интересная особенность для двухкомпонентной модели наблюдается у NGC 4725, где при  $\alpha \approx 0.5$  уровень  $Q_{\text{eff}}$  соответствует неустойчивости в радиальной области рождения новых звезд на расстояниях  $50'' - 100''$ . Однако в данном случае тяжело учесть влияние бара и то, как сильно сказывается на результате азимутальное усреднение поверхностной плотности газа.

На величину  $\alpha$  могут оказать влияние также использованные предположения. Азимутальное усреднение данных в сильно несимметричных галактиках может менять  $\alpha$  вплоть до двух раз [4]. Однако единственные галактики NGC 3898 и NGC 1167, для которых это могло бы привести к изменению выводов (неустойчивости газового диска без учета звезд), обладают сильно выраженной симметричной структурой.

Две другие возможные проблемы, отчасти схожие между собой — неправильная оценка молекулярного газа или скорости звука  $c_g$ . Такие источники ошибок могут сильнее всего повлиять на результат в центре галактики, поскольку только там молекулярного газа много, а скорость звука  $c_g$  может быть велика [68, 112], тогда как в данной работе рассматриваются в основном области за пределом балджа. Выше было проверено, что будет если перераспределить молекулярный газ более широко или использовать реалистичный профиль  $c_g$ . На Рис. 2.8 и Рис. 2.7 показаны результаты для галактики NGC 338. Для нее, как и для всех остальных случаев,  $\alpha$  существенно изменилось только в центре, оставшись тем не менее выше  $1/3$ . Для остальных галактик изменение скорости звука  $c_g$  в далеких областях, как было показано на Рис. 2.6, не меняет полученные выводы.

Следующее предположение — звездные дисперсии продолжались на уровне последней наблюдательной точки — может только увеличить  $\alpha$ , поскольку реальные дисперсии во внешних областях скорее всего меньше используемых. Использование максимального диска также обосновано для тех галактик, где это может существенно повлиять на уровень  $Q_{\text{eff}}$ , поскольку

они очень яркие и действительно массивные, как например в случае галактики NGC 1167. Неучет толщины и диссипации в газовом диске, как уже было упомянуто, согласуется с полученными значениями  $\alpha$  [72]. Наконец, существуют и другие механизмы, способные объяснить наблюдаемое масштабное звездообразование, упомянутые в работе [48] и в рамках этой работы не рассмотренные. Однако, поскольку в данных галактиках звездообразование согласуется с простым одножидкостным и двухжидкостным критериями гравитационной неустойчивости с учетом поправки за коэффициент  $\alpha$ , величина которого похожа на полученные ранее значения и поэтому не требует дополнительного нового обоснования, прямая необходимость обращаться к альтернативным критериям в данной главе отсутствует.

## 2.6 Выводы к Главе 2

Во второй главе критерий двухжидкостной гравитационной неустойчивости был применен к наблюдательным данным вдоль большой оси для 7 спиральных галактик ранних типов. Для всех галактик было собрано и обработано большое количество наблюдательных данных и предложены модели для недостающих параметров. Получен разброс возможных значений  $Q_{\text{eff}}$ . В проведенном анализе есть несколько существенных отличий по сравнению с предыдущими работами, что делает его актуальным. Так, для получения значений дисперсий скоростей звезд в радиальном направлении  $\sigma_R$  использовались наблюдательные данные и широкий набор возможных величин, полученных из динамических соображений, вместо обычно используемых предположений. Использовался максимальный диск в качестве массовой модели галактики вместо применения фотометрических калибровочных соотношений в форме [118]. Было показано, что такие соотношения дают сильно несогласованные модели. Учтено влияние непостоянства скорости звука  $c_g$ . Исследовались удаленные вплоть до расстояний  $R < 130''$  области, что составляет несколько экспоненциальных масштабов диска. Значения эффективного параметра Тумре  $Q_{\text{eff}}$  находились напрямую из соответствующего дисперсионного уравнения.

Было показано качественное согласие между областями с наблюдаемым крупномасштабным звездообразованием и областями, неустойчивыми с точки зрения критерия гравитационной неустойчивости. Найдено, что галактика NGC 1167 представляет собой пример спиральной галактики, в которой звездообразование регулируется почти исключительно влиянием звездного диска. Судя по литературе, это вторая галактика с таким свойством, помимо NGC 1068. Для последней в работе [66] был получен схожий результат, но с использованием приближенных решений.

Проведенный анализ показал, что порог неустойчивости при учете неосесимметричных возмущений в двухкомпонентном гравитационном критерии соответствует  $Q_{\text{eff}} < 1.5 - 2.5$  (кроме NGC 3898, где  $Q_{\text{eff}} < 3$ ), что согласуется с предыдущими работами как наблюдательного [3, 4, 56], так и теоретического [52, 55] характера. Было проведено сравнение с трехкомпонентной моделью [65], где учитывается влияние толщины диска. Эта модель оказалась близка к верхнему пределу разброса двухкомпонентных моделей в областях существенного влияния звездного диска.

Исследованы влияние скорости звука  $c_g$  на результаты и другие ошибки. Проверено, что использование приближенных формул может давать ошибку в оценке уровня  $Q_{\text{eff}}$  в 50% для приближения (2.3) и до 7% для тех случаев, когда газовый диск устойчивее звездного для приближения (2.4).

### Глава 3. Гравитационная неустойчивость в плоскости галактики NGC 628

Данная глава излагается по работе [134].

#### 3.1 Введение

Во Введении кратко напоминаются основные результаты с упором на особенности, важные для анализа двумерных карт.

Гравитационная неустойчивость в диске часто считается одним из главных механизмов, обеспечивающих крупномасштабное звездообразование в галактиках. Выполнено много теоретических работ на этот счет [5, 6, 50, 59, 65, 74, 75]. Связь с рождением новых звезд была продемонстрирована из наблюдений несколькими способами в [3, 48, 56, 57, 59, 61, 63, 66, 67, 68, 70, 71, 135], а также в численных экспериментах [55, 136, 137, 138, 139, 140]. Скорее всего указанная связь не прямая [141], поскольку процессов, участвующих в звездообразовании, большое число; они зачастую достаточно сложны и действуют на различных масштабах — от масштабов отдельных газовых облаков до масштабов всей галактики (см. например, [142]). Тем не менее гравитационный критерий неплохо предсказывает сам факт идущего звездообразования, а его простота позволяет легко находить области, неустойчивые относительно простого одножидкостного критерия [2], которые затем можно сравнивать с областями текущего крупномасштабного звездообразования [3, 4, 56]. Дополнительное обоснование исследуемой связи следует из современных работ об экранировании молекулярных облаков [129, 143] и из представленной модели глобального Тумре режима в [141].

Предсказания критерия гравитационной неустойчивости не всегда точны. Например, половина галактик в обзоре, сделанном в [4], демонстрирует заметный темп звездообразования, но при этом газовые диски в них устойчивы. Одна из причин этого заключается в том, что необходимо учитывать влияние звездного диска на уровень неустойчивости, то есть газовый диск следует рассматривать совместно со звездным, как показано в [5]. Другая причина заключается в том, что реальные галактики не являются осесимметричными системами, что трудно

учесть в анализе неустойчивости. Наконец, в большинстве упомянутых работ рассматриваются одномерные данные, полученные вдоль длинной щели спектрографа (например, использованные в Главе 2 и [47]) или просто азимутально усредненные профили, как в [3, 48, 56, 57]). Поскольку галактики часто демонстрируют неосесимметричную и нерегулярную структуру, а также малый фактор заполнения для газа, то азимутально усредненные данные могут приводить к большим ошибкам. Существует лишь небольшое количество работ, в которых исследовались двумерные карты данных вместо одномерных профилей, например [14, 69]. Число таких работ мало по той причине, что для применения критерия гравитационной неустойчивости требуются большое количество независимых типов данных наблюдений для одной и той же области, или использование различных допущений, если данные не найдены.

Даже в эпоху масштабных IFU обзоров галактики со всеми имеющимися данными редки, поскольку эти обзоры обычно охватывают только центральные области галактик или имеют низкое пространственное разрешение. Галактика NGC 628 является одним из немногих исключений. Это близкая, хорошо изученная галактика, которая наблюдалась во многих обзорах. Анализ неустойчивости в работе [48] (в дальнейшем L08) показывает, что азимутально усредненный диск оказывается маргинально устойчив в пределах  $r < 0.5 r_{25}$ , а на больших расстояниях становится неустойчивым. В то же время в центральных частях галактики расположено много видимых областей звездообразования. Таким образом, NGC 628 является хорошим кандидатом для применения двухкомпонентной модели гравитационной неустойчивости и определения того, как хорошо эта модель может предсказать местоположение зон крупномасштабного звездообразования, рассеянных неравномерно по всему диску. В недавней работе [49] был проведен анализ для почти того же набора кубов наблюдательных данных, но в ней авторы применяли модифицированный критерий, используя дополнительные масштабные соотношения, и их исследование было ориентировано только на предсказание темпа образования новых звезд. В указанной работе было также использовано нефизическое предположение о том, что звездный диск представлен изотермической жидкостью, и использовалось всего лишь 90 наблюдательных точек данных с низким разрешением в 750 пк.

В этой главе исследуется связь между гравитационной неустойчивостью и крупномасштабным звездообразованием для двумерных карт галактики

NGC 628 с использованием малого числа предположений и большого количества наблюдательных точек. Проведенный анализ аналогичен таковому в предыдущей главе и в работе [47], но адаптирован для двумерных карт. В разделе 3.2 описывается поиск подходящих галактик-кандидатов для анализа. В разделе 3.3 представлены источники данных и необходимые формулы вместе с кратким описанием метода. В разделе 3.4 приведены полученные результаты и их обсуждение.

### 3.2 Поиск кандидатов для анализа

В первом разделе этой главы описывается метод поиска подходящего кандидата для анализа, в результате которого была найдена NGC 628. Найти галактику, для которой были бы доступны все необходимые данные в случае двумерных карт гораздо сложнее, чем для одномерных данных, исследовавшихся в Главе 2. Связано это с относительно малым числом доступных публично данных и с тем, что самые массовые IFU обзоры имеют низкое пространственное разрешение и малую протяженность области наблюдений. Зачастую также публикуются «сырые» необработанные кубы спектральных данных, а сам процесс извлечения необходимых величин из них очень трудоемок и обладает большим количеством нюансов.

Поиск осуществлялся по большому числу обзоров и отдельных работ, в которых исследовались карты данных. Количество содержащихся объектов в них варьируется от единиц до нескольких сотен. Краткая информация о использовавшихся источниках данных и их характеристиках представлена в Таблице 4. Из таблицы видно, что хуже всего в работах представлены данные о дисперсии скоростей в газе, которые фактически есть только в обзоре THINGS для примерно трех десятков объектов. Помимо представленных в Таблице 4 источников также исследовались дополнительно обзоры IRAM NUGA [144], MaNGA [145], SAURON [146] и отдельные работы с картами для галактик M33 [147], M51 [148, 149], M100 [150], NGC4736 [46], ESO534-G001 и 2dFRS S833Z022 [151].

Для автоматизации процесса поиска была написана специальная программа, позволяющая идентифицировать объекты из разных обзоров и искать пересечение между ними. Из более тысячи объектов были найдены 16 галактик,



Таблица 4 — Рассмотренные источники данных и их содержание.

Обзор	SFR	$v_c$	$\Sigma_{\text{HI}}$	$\Sigma_{\text{H}_2}$	$\Sigma_s$	$\sigma_{\text{HI}}$	$\sigma_s$	Ссылка
THINGS	-	-	+	-	-	+	-	[152]
SLUGGS	-	-	-	-	-	-	+	[153]
CALIFA DR3	+	-	-	-	+	-	+	[154]
SAMI	+	+	-	-	-	?	-	[155]
CARMA STING	-	-	-	+	-	-	-	[156]
Boardman et al. 2017	-	-	-	-	-	-	+	[157]
VENGA	+	-	-	-	+	-	+	[158]
Wong & Blitz 2002	+	-	+	+	-	-	-	[159]
BIMA SONG	-	-	-	+	-	-	-	[160]
ATLAS3D	?	-	+	+	+	-	+	[161]
CARMA EDGE	+	-	-	+	+	-	+	[162]
IRAM HERACLES	+	+	+	+	?	-	-	[163]
WHISP	-	-	+	-	-	-	-	[164]
DiskMass	-	-	-	-	+	-	+	[165]

Прочерк означает отсутствие данного типа данных в работе, знак плюса показывает их наличие. Вопросительный знак ставится в случаях, если есть сомнения, что данные извлечены для всех галактик в обзоре.

которые входят в четыре обзора, и две, которые содержатся одновременно в пяти обзорах. Поскольку используются данные на луче зрения, для более точного применения критерия необходимо исследовать галактики, расположенные плашмя. К сожалению, обе найденные галактики NGC 2903 и M63 сильно наклонены к лучу зрения и поэтому трудны для анализа. Из остальных галактик только четыре имеют наклон  $i < 20^\circ$ . Из них для M101 и NGC 3184 в исследуемых обзорах нет данных о дисперсиях скоростей звезд, а для NGC 3938 нет информации о дисперсиях скоростей газа. По этим причинам из всего множества исходных объектов для проведения корректного исследования гравитационной неустойчивости подходит только галактика NGC 628. Проведенный поиск показывает, насколько в действительности сложно найти подходящего кандидата для анализа.

### 3.3 Данные и метод

NGC 628 (M74) это галактика типа SA(s)c с двумя ярко выраженными спиральными рукавами. Галактика расположена почти плашмя, ее наклон  $i = 7^\circ$ . В работе [166] проводилось сравнение полученных расстояний до NGC 628 и было найдено, что  $D = 8.6$  Мпк является наиболее точной оценкой (см. рисунок 5 в [166] и более современную оценку в [167]). В L08 использовалось расстояние  $D = 7.3$  Мпк. В данной работе использовалась более точная величина расстояния в 8.6 Мпк и соответствующий масштаб  $24''/\text{кпк}$ . Визуальный размер галактики, согласно L08, равен  $r_{25} = 294''$ . NGC 628 очень много изучалась и упоминается более чем в 1200 работах согласно базе NASA ADS. Полный обзор всех свойств галактики может быть найден в работе [168] и в работах по ссылкам внутри.

Проведенный анализ основан на кубах данных из обзора VENGA [158, 169] и использует ту же площадку размером  $5.2' \times 1.7'$  вокруг центра, что и в упомянутом обзоре. Она протянута до 1 – 2 экспоненциальных масштабов звездного диска в каждом направлении от центра галактики при принятом масштабе равном  $65''$  (L08). Размер одного пикселя составляет  $2.2''$  или 90 пк. Ниже описываются все необходимые типы данных и приведены использованные формулы необходимых величин из наблюдений. Большинство формул соответствуют описанным в работе L08, за исключением формул для дисперсий скоростей звезд.

**HI данные** Поверхностные плотности нейтрального водорода  $\Sigma_{\text{HI}}$  и его дисперсии скоростей  $\sigma_{\text{HI}}$  были найдены в данных обзора THINGS [152]. Использовался куб данных с параметризацией natural weighting (NA), который имеет размер  $1024 \times 1024$  пикселей и пространственное разрешение равное  $1.5''$  или 62 пк. Интенсивность в линии 21 см пересчитывалась в поверхностную плотность  $\Sigma_{\text{HI}}$  с помощью формулы (A1) из L08  $\Sigma_{\text{HI}} = 0.020 \cos i I_{\text{HI}}$ , где  $I_{\text{HI}}$  — интенсивность в линии 21 см с размерностью  $\text{K км с}^{-1}$ . В этой формуле учтена поправка за наличие гелия и более тяжелых элементов, представляющая собой общепринятый множитель 1.36. Полученные карты  $\Sigma_{\text{HI}}$  и  $\sigma_{\text{HI}}$  сравнивались с изображениями в [152] и L08 и получились практически идентичными. Максимальная дисперсия скоростей нейтрального водорода в исследуемой области

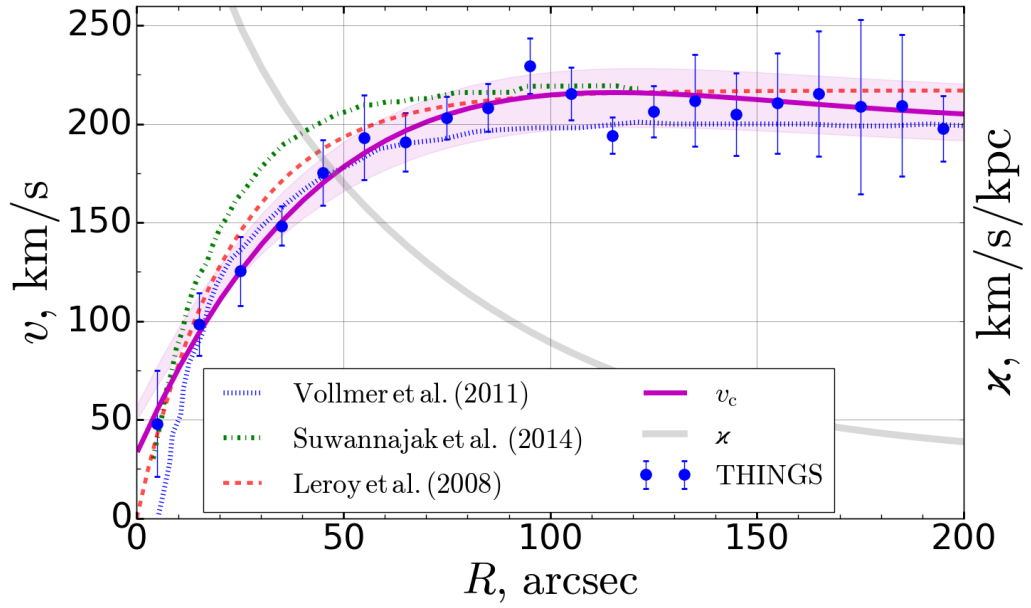


Рисунок 3.1 — Кривая вращения NGC 628. Точки с барами показывают скорости из THINGS, усредненные по бину величиной  $10''$ . Используемое приближение  $v_c$  показано непрерывной кривой. Эпициклическая частота  $\kappa$  показана непрерывной кривой, идущей вниз с увеличением расстояния. Другие типы линий показывают приближения, найденные в литературе.

составила 23 км/с, а средняя величина примерно равна 11 км/с. В L08 использовалась постоянная скорость звука 11 км/с для нейтрального и молекулярного газа.

Были использованы так называемые карты момента первого порядка из THINGS для нахождения «холодной» газовой кривой вращения  $v_c$ . Скорости вдоль большой оси были извлечены из куба данных, перегнуты через центр и исправлены за наклон и систематическую скорость. Получившиеся профили приближались с использованием кубического сплайна вплоть до расстояний в  $200''$ . Лучшее приближение  $v_c$  показано на Рис. 3.1. Это приближение показывает согласие с результатами из других работ [170, 171, 172], среди которых только в последней используется достаточно длинная кривая вращения.

Кривая вращения необходима для вычисления эпициклической частоты  $\kappa = \sqrt{2} \frac{v_c}{R} \sqrt{1 + \frac{R}{v_c} \frac{dv_c}{dR}}$ , которая также показана на Рис. 3.1. Производная в формуле находилась численно и была проверена на устойчивость использованием другого приближения полиномом малой степени или данными из [172]. В качестве  $\kappa$  используется азимутально усредненная характеристика, тогда как все остальные данные представляют собой полноценные карты. В этом нет противоречия, поскольку эпициклическая частота является производной от кривой

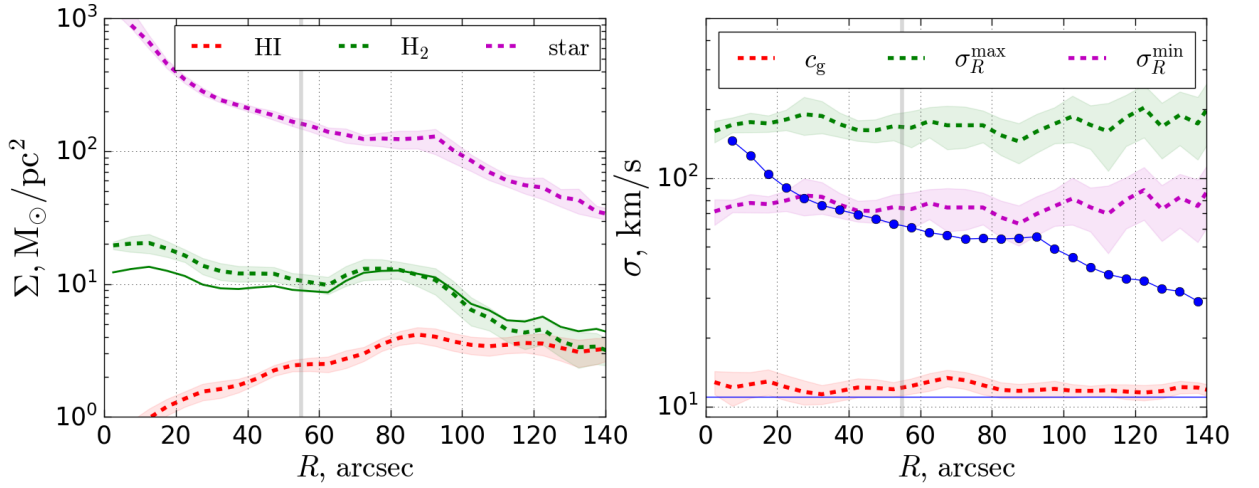


Рисунок 3.2 — Азимутально усредненные профили данных. Прерывистые линии показывают средние величины, а закрашенная область соответствует трем стандартным отклонениям. Усреднение сделано по кольцам шириной  $5''$ . На левом рисунке показаны поверхностные плотности  $\Sigma$ , на правом — дисперсии скоростей  $\sigma$ . Газовые плотности приведены не исправленными за наличие гелия. Вертикальная линия указывает размер последнего круга, в котором усреднение возможно вдоль всех направлений ( $55''$ ). Непрерывная кривая на рисунке слева соответствует изменению среднего уровня  $\Sigma_{\text{H}_2}$  при использовании другого переводного коэффициента из CO в  $\text{H}_2$  (см. текст). Кружки на правом рисунке изображают  $\sigma_R$  из L08, а горизонтальная линия показывает часто используемый уровень  $c_g = 11 \text{ км/с}$ .

вращения, которая, в свою очередь, определяется полным потенциалом системы. На потенциал же влияют не локальные флуктуации газовой плотности, а массивные подсистемы галактики.

**Молекулярный газ** Поверхностные плотности молекулярного газа были получены из данных обзора HERACLES [163] в линии  $^{12}\text{CO}(J = 2 \rightarrow 1)$ . Наблюдения в данной линии производились при размере главного лепестка диаграммы направленности  $13.6''$ . Молекулярный газ следует спиральному узору в галактике (рисунок 17 в [163]). Карта из обзора HERACLES для NGC 628 была выбрана еще и по той причине, что она демонстрирует лучшую чувствительность, чем наблюдения из обзора BIMA SONG [101] или обзора CARMA [173] (см. рисунок 1 в [169], на котором также видно согласие между всеми тремя обзорами). Была использована формула (A3) из работы L08 для пересчета интенсивности в поверхностную плотность  $\Sigma_{\text{H}_2} = 5.5 \cos i I_{\text{CO}(J=2 \rightarrow 1)}$ , где коэффициент перевода CO-в- $\text{H}_2$  берется средним по Галактике и равным  $X_{\text{CO}} = 2 \times 10^{20} \text{ см}^{-2} (\text{К км с}^{-1})^{-1}$ . В формуле учтен вклад гелия и более тяжелых элементов. Часть исследуемой области видна на карте в работе [174], а значения на обеих картах  $\text{H}_2$ , полученных здесь и в указанной работе, похожи.

Однако сравнение напрямую с данными в L08 затруднено. Несмотря на то, что азимутально усредненный профиль  $\Sigma_{\text{H}_2}$  совпадает с таковым в работе L08 (см. таблицу 7 в L08 для точных значений), для профиля  $\Sigma_{\text{HI}}$  расхождение оказывается значительным. Источник этого расхождения не ясен. Все говорит о том, что на рисунке 35 в L08 один профиль исправлен за наличие тяжелых элементов, а второй нет (можно сравнить с Рис. 3.2). Отмечу, что в данной главе также проверялся непостоянный коэффициент перевода CO-в-H<sub>2</sub> как в работе [169] для учета возможных ошибок и получения более точных результатов.

Карта дисперсий скоростей для молекулярного газа была найдена только в работе [175], однако пространственное разрешение карты не позволяет ее использовать. Сравнение азимутально усредненных профилей  $\sigma_{\text{HI}}$  и  $\sigma_{\text{CO}}$  в работах [112, 176] показывает, что обе фазы водорода хорошо перемешаны, что позволяет обосновать использование  $\sigma_{\text{H}_2} = \sigma_{\text{HI}}$ . Была также проверена модель с более холодным молекулярным газом  $\sigma_{\text{HI}} = 1.5 \times \sigma_{\text{H}_2}$  [112] в трехкомпонентном случае.

**Поверхностная плотность звезд** Поверхностные плотности звездного диска  $\Sigma_s$  были получены с помощью метода, описанного в L08. В указанной работе было обосновано использование постоянной величины массы к светимости  $M/L$  в полосе  $K$ . Принятая величина отношения равна  $0.5 M_{\odot}/L_{\odot,K}$ . Она используется после перехода из полосы  $3.6\mu\text{m}$  к интенсивностям в полосе  $K$  с помощью формулы  $\Sigma_s = 280 \cos i I_{3.6\mu\text{m}}$ , где  $I_{3.6\mu\text{m}}$  имеет размерность МЯн стерадиан<sup>-1</sup> (формула C1 в L08). В L08 поверхностные плотности вычислялись по указанной схеме из данных обзора SINGS [177], тогда как в этой работе брались более новые данные в ИК-полосе  $3.6\mu\text{m}$  из обзора S<sup>4</sup>G [178]. Пространственное разрешение куба данных схоже с таковым для THINGS и равно  $1.66''$ . Полученная карта  $\Sigma_s$  находится в хорошем согласии с радиальным профилем, приведенным в L08, что особенно хорошо видно для азимутально усредненных данных (рисунок 35 в L08 и Рис. 3.2 здесь). Отмечу, что существуют более точные новые способы перевода в поверхностные плотности с использованием ИК-данных  $3.6\mu\text{m}$ , как например [120].

**Дисперсии скоростей звезд** Восстановление даже одной компоненты эллипсоида скоростей звезд  $\sigma_R$  из наблюдений на луче зрения, как было показано в Главе 1, крайне сложная задача [7, 17]. В случае двумерных карт есть некоторые отличия от метода, использованного в Главе 2. Три компоненты SVE  $\sigma_{\varphi}$ ,

$\sigma_z$ ,  $\sigma_R$  в азимутальном, вертикальном и радиальном направлениях связаны с наблюдаемой величиной дисперсии скоростей на луче зрения  $\sigma_{\text{los}}$  для двумерных карт соотношением 1.1:

$$\sigma_{\text{los}}^2 = \sigma_R^2 \left[ \left( \sin^2 \theta + \frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_R^2} \cos^2 \theta \right) \sin^2 i + \frac{\sigma_z^2}{\sigma_R^2} \cos^2 i \right],$$

где  $\theta$  обозначает угол между положением щели и большой осью звездного диска. Для нахождения ограничений на величину радиальной дисперсии скоростей звезд были использованы те же ограничения на компоненты эллипсоида скоростей, что в Главе 2. Кратко напомним их. Отношение  $\sigma_\phi/\sigma_R$  находится из условия равновесия диска  $\sigma_\phi^2/\sigma_R^2 = 0.5 (1 + \partial \ln v_c / \partial \ln R)$  [37], где производная вычисляется численно из приближения  $v_c$ . В отличие от Главы 2, производная получается гладкой и устойчивой, поскольку приближение кривой вращения для NGC 628 достаточно гладкое. Отношение  $\sigma_z/\sigma_R$  ограничено неравенствами  $0.3 \leq \sigma_z/\sigma_R \leq 0.7$  [47], где нижняя оценка следует из условия устойчивости диска относительно изгибной неустойчивости [42], а верхняя получена из наблюдений [11, 13, 17, 36]. Подставив ограничения на оба отношения в уравнение выше, можно получить верхнюю и нижнюю оценку радиальной дисперсии скоростей  $\sigma_R$  (обозначенные как  $\sigma_R^{\text{max}}$  и  $\sigma_R^{\text{min}}$ ) для каждой точки с известной величиной  $\sigma_{\text{los}}$ . Карта наблюдений  $\sigma_{\text{los}}$  из обзора VENGA, как и другие данные из этого обзора, была получена по личному запросу (см. рисунок 16 в [158]). Угол  $\theta$  измеряется от положения большой оси P.A. =  $21^\circ$ . Сравнение проведенной процедуры извлечения информации о  $\sigma_R$  с подходом, используемым в L08, проведено в разделе 3.4.

**Темп звездообразования** В L08 было впервые предложено использовать УФ данные совместно с интенсивностью в линии  $24\mu\text{m}$  в качестве меры темпа звездообразования. Здесь используется исправленная за поглощение пыли карта в линии H $\alpha$  из работы [169]. Эта карта имеет то же самое пространственное разрешение и размер, что кубы данных VENGA. Для перевода интенсивностей в величины темпа звездообразования используется формула (2) из работы [179]:

$$\text{SFR}[M_\odot \text{ год}^{-1}] = 5.37 \times 10^{-42} L_{\text{H}\alpha} [\text{эрг с}^{-1}].$$

Сравнение с картой темпа звездообразования из [169], сделанной по данным УФ и  $24\mu\text{m}$ , показывает хорошее согласие с величинами на карте H $\alpha$ , но с худшим разрешением. В L08 также было продемонстрировано, что оба метода пересчета совпадают с хорошей точностью.



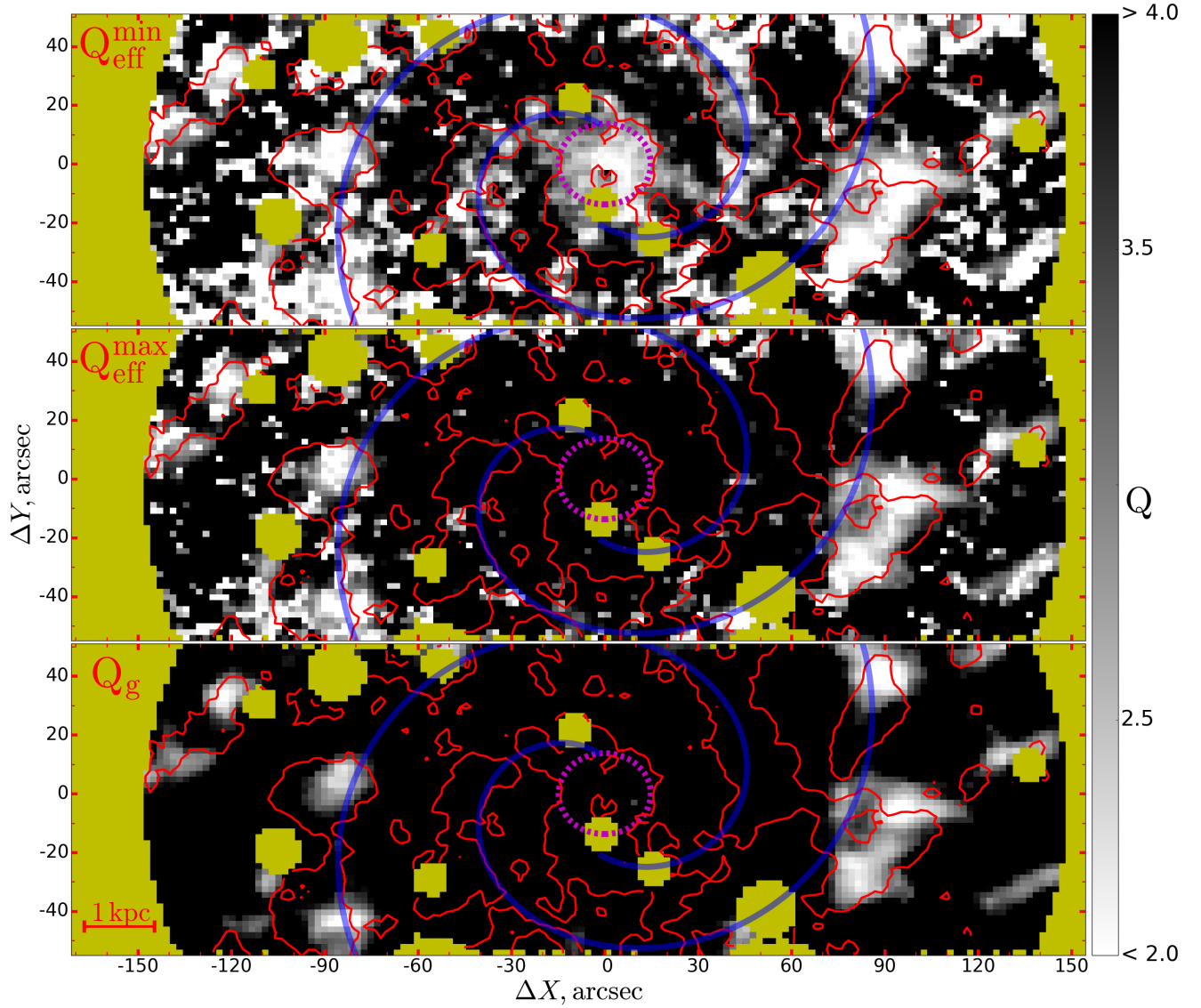


Рисунок 3.3 — Карты параметра  $Q$  для двухкомпонентной с  $\sigma_R^{\min}$  (сверху),  $\sigma_R^{\max}$  (посередине) и одножидкостной (внизу) моделей. Области звездообразования обозначены на уровне  $\Sigma_{\text{SFR}} > 0.007 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$  и нанесены красными контурами. Желтым показаны маскированные звезды. Эффективный радиус балджа (розовая прерывистая линия) и логарифмические спирали (прозрачная синяя кривая, параметры взяты в [180]) также показаны.

**Азимутальные профили** Азимутально усредненные профили используемых данных приведены на Рис. 3.2. Величина ошибки в этих профилях была посчитана с использованием выражения (E1) из L08  $\frac{\sigma_{\text{rms}}}{\sqrt{N_{\text{pix,ring}}/N_{\text{pix,beam}}}}$ , где  $\sigma_{\text{rms}}$  равно одному стандартному отклонению данных в усредняемом кольце, а  $N_{\text{pix,ring}}$  и  $N_{\text{pix,beam}}$  равны числу пикселей в кольце и в одном пространственном элементе для данных VENGA соответственно. Из рисунка видно, что относительный разброс в поверхностных плотностях меньше, чем для дисперсий скоростей. Отмечу, что профили  $\Sigma$  находятся в хорошем согласии с таковыми в L08, за исключением HI. Профиль радиальных дисперсий скоростей  $\sigma_R$  из L08 следует нижней границе  $\sigma_R^{\text{min}}$ , используемой в данной работе. Стоит отметить, что все данные при  $R > 55''$  усредняются не по полному кольцу из-за прямоугольной формы исследуемой области. Возможно в этом причина роста дисперсии профилей на больших расстояниях.

**Метод** Из всех кубов данных были извлечена та же область, что и для данных VENGA (см. рисунок 1 в [158]). После этого были найдены координаты центров пикселей сетки  $155 \times 55$  в данных VENGA и для каждого пикселя были собраны все необходимые для анализа величины ( $\Sigma_{\text{HI}}$ ,  $\sigma_{\text{HI}}$ ,  $\Sigma_{\text{H}_2}$ ,  $\Sigma_s$ ,  $\sigma_R^{\text{max}}$ ,  $\sigma_R^{\text{min}}$ ,  $\Sigma_{\text{SFR}}$ ,  $\kappa$ ). В последующем анализе неустойчивости пиксели, отмеченные как звезды фона в данных VENGA, не участвовали. Для того чтобы избежать влияния балджа были также исключены все пиксели ближе, чем эффективный радиус балджа  $r_{\text{e,b}} = 15''$  (найденно в [45, 87, 168]). Наконец, все внешние области дальше, чем  $R > 140''$  также не рассматривались в анализе, поскольку в них заметно возрастают ошибки.

**Анализ неустойчивости** Критерий двухкомпонентной гравитационной неустойчивости рассматривался в форме, предложенной Рафиковом [6]. В этом критерии необходимо найти безразмерный эффективный параметр  $Q_{\text{eff}}$  из

$$\frac{1}{Q_{\text{eff}}} \equiv \max_{\bar{k}} \left\{ \frac{2}{Q_s} \frac{1}{\bar{k}} \left[ 1 - e^{-\bar{k}^2} I_0(\bar{k}^2) \right] + \frac{2}{Q_g} s \frac{\bar{k}}{1 + \bar{k}^2 s^2} \right\}, \quad (3.1)$$

где  $Q_g \equiv \kappa c_g / \pi G \Sigma_g$  и  $Q_s \equiv \kappa \sigma_R / \pi G \Sigma_s$  как и ранее, представляют собой безразмерные параметры Тумре для газового и звездного дисков,  $\Sigma_g = 1.36 \times (\Sigma_{\text{HI}} + \Sigma_{\text{H}_2})$ ,  $c_g = \sigma_{\text{HI}}$  скорость звука в газе,  $s \equiv c_g / \sigma_R$ ,  $I_0$  модифицированная функция Бесселя первого рода,  $\bar{k} \equiv k \sigma_R / \kappa$  безразмерное волновое число. Уравнение (3.1) написано в приближении бесконечно тонкого диска. Справедливость этого предположения обсуждается ниже. В простом случае осесимметричных возмущений  $Q_g$  и  $Q_{\text{eff}}$  сравниваются с 1, и в случае, если они

меньше, то такой газовый или двухкомпонентный диск полагается неустойчивым относительно гравитационных возмущений. В более реалистичном случае неосесимметричных возмущений система в целом становится менее устойчивой, и порог неустойчивости равен 2 — 3. Подробное описание применения критерия двухжидкостной неустойчивости и теория описаны в Главе 2 и работе [47], а также в работах по ссылкам в них.

### 3.4 Результаты

На Рис. 3.3 показаны результаты применения критерия гравитационной неустойчивости к галактике NGC 628. Двухкомпонентная модель с меньшими радиальными дисперсиями скоростей  $Q_{\text{eff}}^{\text{min}}$  показывает хорошее согласие наблюдаемых областей звездообразования с неустойчивыми регионами  $Q_{\text{eff}}^{\text{min}} < 2 - 3$  на всем протяжении исследуемой области. С другой стороны, параметр Тумре только для газового диска  $Q_g$  способен дать объяснение лишь удаленным областям звездообразования при  $R > 80''$ , а ближе указанного расстояния показывает устойчивый с большим запасом диск. Двухкомпонентная модель с большими радиальными дисперсиями  $Q_{\text{eff}}^{\text{max}}$  представляет собой промежуточный случай между двумя упомянутыми. Неустойчивые области следуют спиральному узору в галактике, который согласно [181] не является триггером звездообразования сам по себе, а лишь собирает большие количества газа.

#### 3.4.1 Ошибки метода

Корректность и устойчивость полученных результатов была проверена несколькими различными способами. Проведенный анализ справедлив только в коротковолновом приближении, что требует проверки. Наиболее неустойчивые длины волн показаны на Рис. 3.4. Даже если принять во внимание, что в некоторых областях длина волны для максимума выражения 3.1 составляет  $\lambda \approx 3$  кпк,

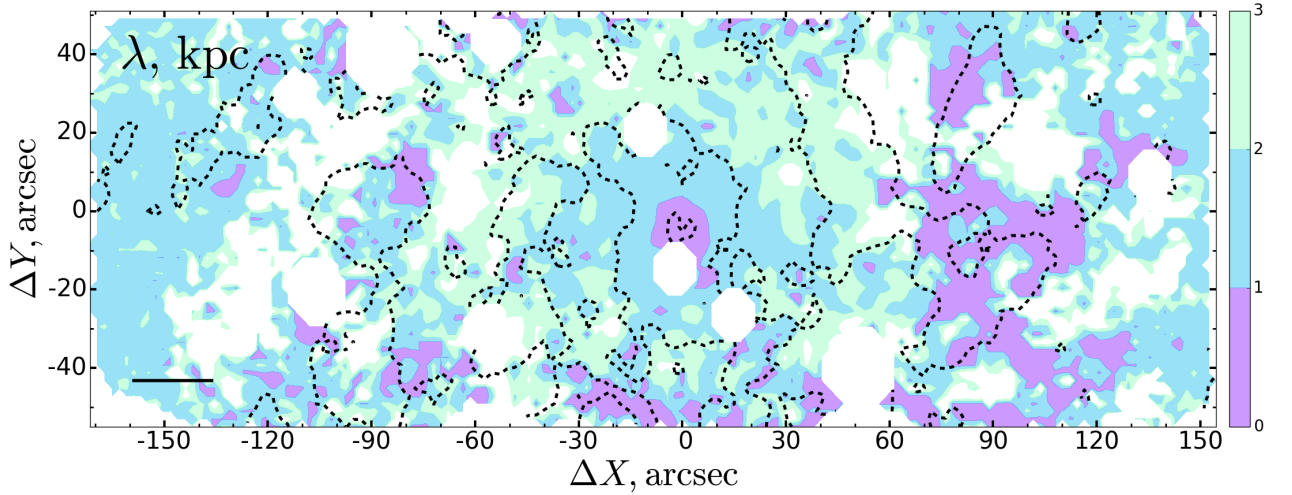


Рисунок 3.4 — Наиболее неустойчивая длина волны  $\lambda$  в кпк для модели  $Q_{\text{eff}}^{\min}$ . Показаны три различных уровня  $\lambda$  вплоть до 3 кпк. Белые области обозначают звезды фона или области, где  $\lambda > 3$  кпк. Черный прерывистый контур показывает области звездообразования. Отрезок в левом нижнем углу показывает линейный масштаб в 1 кпк.

из рисунка видно, что размер соответствующей области звездообразования всегда имеет больший размер хотя бы в одном из направлений. Рисунок приведен для модели  $Q_{\text{eff}}^{\min}$ , в остальных случаях ситуация аналогична.

Во-вторых, были измерены ошибки определения  $Q$ , получаемые из неопределенности в данных. Для  $H_2$  и  $\sigma_{\text{los}}$  величина ошибки приведена в отдельных кубах данных. Для  $\Sigma_{\text{HI}}$  в качестве ошибки был взят предел чувствительности обзора THINGS, равный  $1 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$ . Кривая вращения менялась в пределах 7%, чтобы учесть разницу в скоростях приближающейся и удаляющейся частей галактики (закрашенная область на Рис. 3.1). Неопределенность в поверхностной плотности звездного диска была получена изменением отношения массы к светимости в полосе  $K$  в пределах  $0.48 - 0.6 M_{\odot}/L_{\odot}$ , как показано в L08. В результате учета всех ошибок итоговый результат может считаться тем же самым, величина среднеквадратической ошибки в определении  $Q$  составила около 15%. Стоит отметить, что азимутальное усреднение ведет к гораздо большей величине ошибки (см. ниже).

Общим недостатком всех подобных работ является применение постоянного коэффициента перевода  $X_{\text{CO}}$  наблюдений в линии CO в массу молекулярного водорода, поскольку он может значительно меняться [182, 183]. Учесть этот эффект достаточно сложно. К счастью, галактика NGC 628 одна из немногих, для которых была сделана попытка изучить изменение  $X_{\text{CO}}$  вдоль диска [169,

184]. Была сделана проверка полученных уровней неустойчивости с использованием результатов, приведенных в работе [169]. В ней авторы предупреждают о некорректных поверхностных плотностях молекулярного газа, полученных при использовании постоянного  $X_{\text{CO}}$ , и о больших ошибках в работе [184], с которой по этой причине дальше я не работаю. Оба приведенных в [169] профиля  $X_{\text{CO}}$  практически совпадают в пределах погрешностей на исследуемых расстояниях, поэтому использовать можно любой. Изменение коэффициента перевода составляет в максимуме около 50%, становясь меньше в центральных областях и возрастая к периферии (см. непрерывную кривую на Рис. 3.2 слева). Несмотря на значительное изменение  $\Sigma_{\text{H}_2}$ , учет изменяющегося профиля  $X_{\text{CO}}$  не влияет на полученные результаты уровней  $Q$ , лишь немного уменьшая их в удаленных областях. Следующий параграф проясняет этот результат.

Как было показано в Главе 2, толщина диска может оказывать значительный стабилизирующий эффект, делая газовый диск более устойчивым [59, 65]. Для того, чтобы учесть этот эффект, как и раньше была рассмотрена приближенная трехкомпонентная модель с отдельным молекулярным и атомарным газовыми дисками как в уравнении (19) в [65]. Это приближение, как было показано авторами и проверено в Главе 2, имеет хорошую точность [47]. Было также протестировано два случая  $\sigma_{\text{HI}} = \sigma_{\text{H}_2}$  и  $\sigma_{\text{HI}} = 1.5 \times \sigma_{\text{H}_2}$ , из которых второй соответствует более холодному молекулярному диску. Сравнение значений  $Q_{\text{RF}}$ , полученных для трехкомпонентного приближения с толстым диском, с выведенными ранее  $Q_{\text{eff}}$  для тонкого диска показывает заметную разницу. Учет эффекта толщины делает значения  $Q_{\text{RF}}^{\text{min}}$  похожими на таковые для модели  $Q_{\text{eff}}^{\text{max}}$ , а модель  $Q_{\text{RF}}^{\text{max}}$  становится близка к однокомпонентной модели  $Q_{\text{g}}$  для обоих рассмотренных случаев соотношения скоростей звука. На Рис. 3.9 частично показан этот результат, нанесены уровни  $Q_{\text{RF}}^{\text{min}}$  для нижней оценки радиальной дисперсии и  $\sigma_{\text{HI}} = 1.5 \times \sigma_{\text{H}_2}$ . Тем не менее, как и в Главе 2, стоит упомянуть, что стабилизирующий эффект толщины дисков может быть частично компенсирован диссипацией [72], а в крайних случаях даже полностью. К сожалению, эффект диссипации тяжело учесть. Важным результатом также является то, что использованное приближение из [65] может показать, какая подсистема из трех является наиболее неустойчивой. В центральных частях NGC 628 этой подсистемой оказывается звездный диск, а во внешних областях  $R > 80''$  динамический статус галактики определяется почти полностью молекулярным газом. По этой причине в далеких областях хорошо работает одножидкостная модель  $Q_{\text{g}}$ . Также



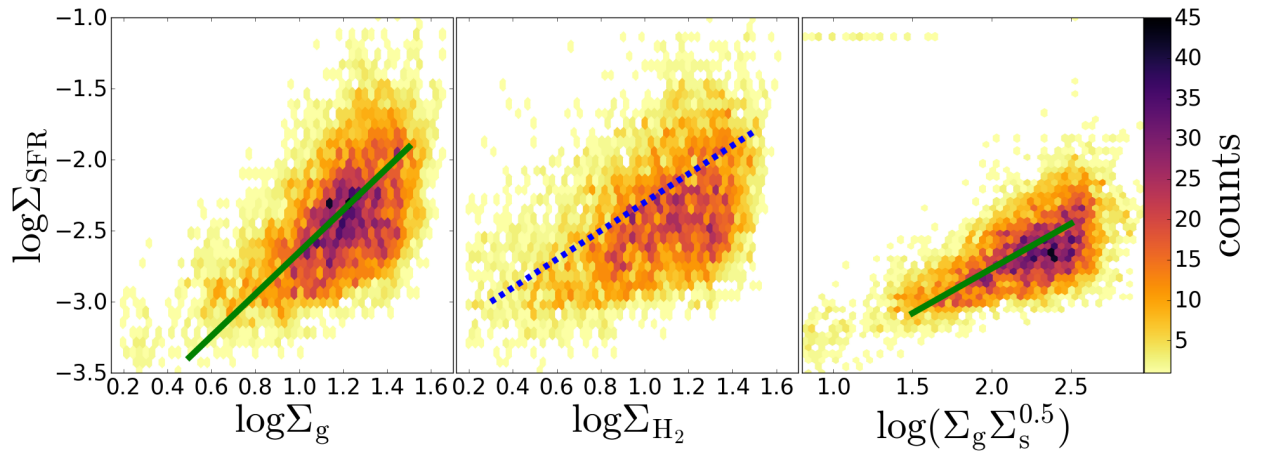


Рисунок 3.5 — Эмпирические законы звездообразования. Все рисунки представляют собой карты плотности по 50 бинам вдоль каждой из осей. На левом рисунке проиллюстрирован закон Кенникатта-Шмидта, наклон прямой равен 1.48. Центральный рисунок показывает ту же зависимость для молекулярного газа, прерывистая линия соответствует постоянному времени истощения газа, равному  $\tau_{\text{dep}} = 2$  млрд. лет. На правом рисунке показана зависимость, предложенная в [185], наклон прямой равен 1.

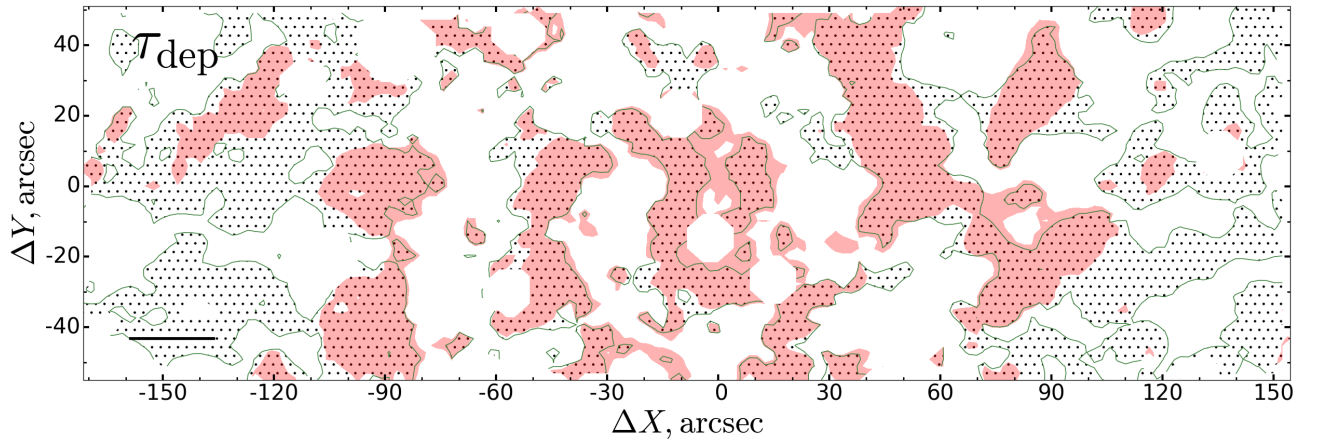


Рисунок 3.6 — Время истощения молекулярного газа по сравнению с областями звездообразования. Закрашенные области соответствуют уровню темпа звездообразования  $\Sigma_{\text{SFR}} > 0.007 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$ . Заштрихованные области соответствуют времени истощения  $\tau_{\text{dep}} < 2$  млрд. лет. Черный отрезок в левом нижнем углу показывает линейный масштаб в 1 кпк.

это служит объяснением наблюдаемого поведения  $Q$ , описанного в предыдущем параграфе, где учет изменения коэффициента  $X_{\text{CO}}$  не влиял на устойчивость центральных областей.



### 3.4.2 Сравнение с законами звездообразования

Справедливость некоторых хорошо известных соотношений и фактов о звездообразовании была также проверена [186]. Первый из них, так называемый закон звездообразования Кенникатта-Шмидта [1, 3], описывает связь между темпом звездообразования и полной плотностью газа в галактике в форме степенного закона  $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{g}}^N$ , где показатель степени  $N = 1.3 - 1.4$  [3]. Это и другие соотношения показаны на Рис. 3.5. Закон Кенникатта-Шмидта приведен слева. Видно, что закон выполняется, но данные показывают большой разброс вокруг лучшего приближения для  $N = 1.48$ . Заметно также, что данные демонстрируют более сложную форму, отклоняясь от линейной при высоких темпах звездообразования.

В центральной части на Рис. 3.5 показана зависимость между темпом звездообразования и молекулярным газом, где значения  $\Sigma_{\text{H}_2}$  исправлены за наличие гелия и тяжелых элементов. Из сравнения с левым рисунком видно, что форма закона Кенникатта-Шмидта в NGC 628 определяется почти полностью молекулярным газом. Ожидаемое отсутствие корреляции между поверхностными плотностями атомарного водорода и темпом звездообразования также выполняется [187]. Как отчасти видно из Рис. 3.2, ни в одном из пикселей значение  $\Sigma_{\text{HI}}$  не превышало величины  $10 M_{\odot} \text{пк}^{-2}$ , которое обычно считается порогом начала молекуляризации водорода.

Из-за больших ошибок и разброса в показателе степени классического закона Кенникатта-Шмидта было предложено множество альтернативных зависимостей в современных работах. Они были сформулированы как эмпирически, например  $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{g}}^{1.13 \pm 0.05} \Sigma_{\text{s}}^{0.36 \pm 0.04}$  [188],  $\Sigma_{\text{SFR}} \propto (\Sigma_{\text{s}}^{0.5} \Sigma_{\text{g}})^{1.09}$  [189], так и следовали из теоретических предпосылок, например  $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{g}} \Sigma_{\text{s}}^{0.5}$  [185] или  $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{g}} \Sigma_{\text{s}}$  (см. ссылки в [190]). Была проверена зависимость, предложенная Евой Острайкер с соавторами в модели из работы [185], в которой вклад звездного диска в изменение гравитационного потенциала в вертикальном направлении играет важную роль. Полученная зависимость приведена справа на Рис. 3.5. Видно, что она хорошо выполняется и демонстрирует гораздо меньший разброс, нежели проверенный ранее закон Кенникатта-Шмидта в классической форме. Эта зависимость также находила подтверждение в других сравнениях с

наблюдениями, например в работе [62]. Она напрямую перекликается с исследуемой гравитационной неустойчивостью, еще раз показывая, что вклад звездного диска влияет на темп звездообразования и пренебрегать им нельзя.

Последним проверялось время истощения молекулярного газа в галактике. По определению время истощения (depletion time) равно количеству молекулярного газа, деленному на темп звездообразования  $\tau_{\text{dep}} = \Sigma_{\text{H}_2} / \Sigma_{\text{SFR}}$ . Во многих работах, таких как [186, 191] и в работах по ссылкам в них, было показано что время истощения в большом количестве галактик является почти постоянным и равно  $\tau_{\text{dep}} = 2$  млрд. лет. Это значение сейчас является общепринятым, хотя явного объяснения не имеет. Мной сравнивались области текущего звездообразования (об их выборе смотри ниже) с показателями  $\tau_{\text{dep}}$ , и, как следует из Рис. 3.6, было найдено хорошее соответствие именно с таким общепринятым значением времени истощения. Однако полученный результат позволяет сделать вывод только о том, что в выбранных областях молекулярный газ будет израсходован не более чем за 2 млрд. лет, если текущий темп звездообразования останется постоянным. Постоянный уровень  $\tau_{\text{dep}} = 2$  млрд. лет также приведен на центральном рисунке на Рис. 3.5.

### 3.4.3 Азимутальное усреднение и его последствия

Все проведенные проверки демонстрируют, что полученная двухкомпонентная модель является корректной и показывает хорошее согласие областей звездообразования с неустойчивыми частями галактики на уровне  $Q \approx 2 - 3$ . Однако это неверно для азимутально усредненных данных. Такая процедура усреднения имеет физическое обоснование из предположения о равновесии в диске и часто используется в работах. Стоит отметить, что неравномерное распределение газа мало влияет на состояние равновесия, поскольку газ обладает сравнительно малой массой. В то же время области с большей плотностью газа могут быть более неустойчивы с точки зрения исследуемого критерия. Именно по этой причине пространственные карты параметра  $Q$  являются полезным дополнением в анализе неустойчивости и могут помочь лучше прояснить связь исследуемого критерия и звездообразования. Например, с помощью карт

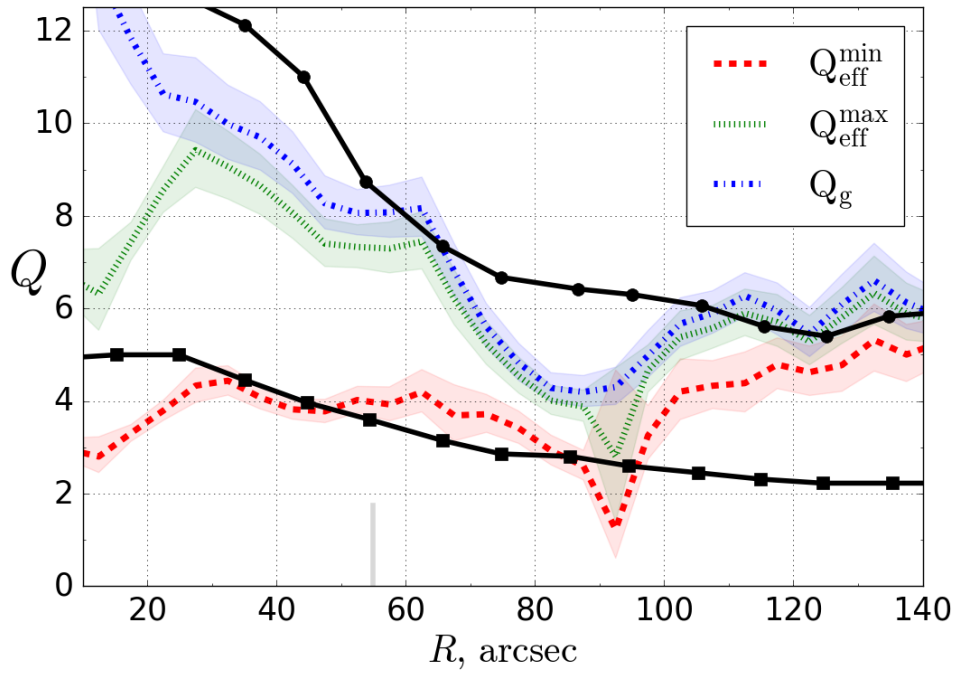


Рисунок 3.7 — Азимутально усредненные профили  $Q$ , в которых прерывистая линия показывает среднюю величину, а закрашенная область соответствует уровню неопределенности, полученному для ошибки в одно стандартное отклонение в данных. Усреднение проводилось по кольцам размером  $10''$ . Вертикальный отрезок на оси абсцисс показывает размер последнего полного круга ( $55''$ ), помещающегося в исследуемой области. Непрерывные линии с точками показывают профили  $Q$  из работы L08 для одножидкостной (круги, выше) и двухкомпонентной (квадраты, ниже) моделей.

возможно обнаружение локальных минимумов  $Q$ , которые были подавлены процедурой азимутального усреднения, что и демонстрируется ниже.

На Рис. 3.7 показаны результаты для моделей  $Q_{\text{eff}}^{\min}$ ,  $Q_{\text{eff}}^{\max}$  и  $Q_g$ , полученные после применения процедуры азимутального усреднения данных. Отмечу, что все диски устойчивы даже внутри радиуса  $55''$ , где круги формировались корректно и усреднение шло по всем углам. Исключение составляют самые центральные области для модели  $Q_{\text{eff}}^{\min}$  и массивные спирали на расстоянии приблизительно  $90''$ . Неопределенность в параметрах  $Q$  мала и не может повлиять на сделанные выводы об устойчивости. Настолько устойчивые диски делают невозможным корректное предсказание положения областей звездообразования в случае усредненных профилей.

Показанные профили согласуются с полученными в работе L08, но двухкомпонентные уровни  $Q_{\text{eff}}$  в L08 получаются систематически меньше. Единственное значимое различие в подходах заключается в использовании других значений величины радиальной дисперсии  $\sigma_R$ . В L08 авторы не использовали наблюдательные данные о дисперсиях скоростей звезд в анализе. Вместо этого

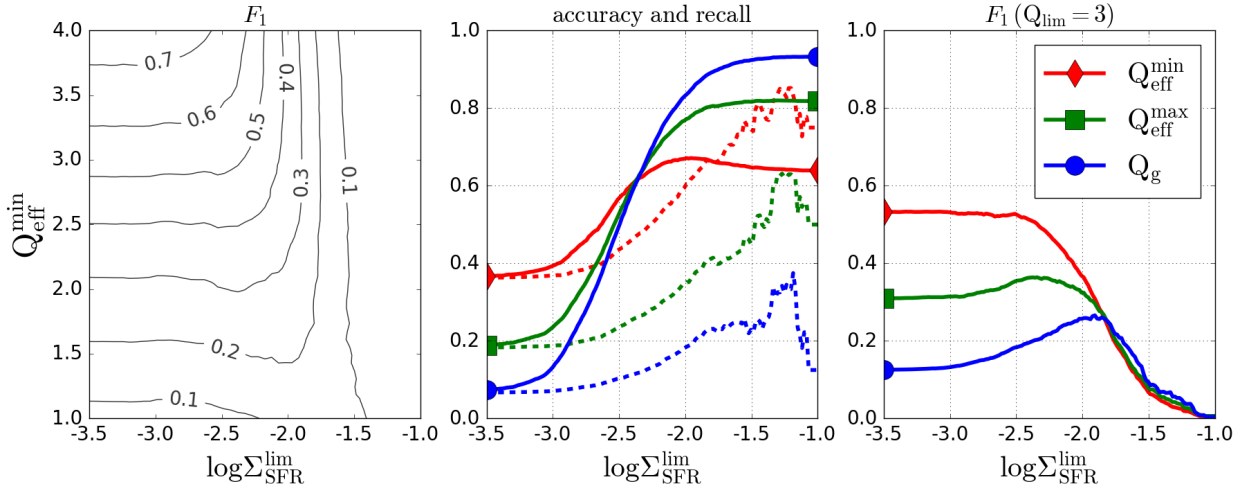


Рисунок 3.8 — Графики наилучшего соответствия между уровнями темпа звездообразования и гравитационной неустойчивости. Слева показана контурная карта величины меры  $F_1$  для модели  $Q_{\text{eff}}^{\text{min}}$ . На центральном рисунке изображена величина метрики правильности (accuracy, непрерывные кривые) и полноты (recall, прерывистые линии) для порогового значения  $Q_{\text{lim}} = 3$  (детали см. в тексте). Модели обозначены тем же значком, что и на правом рисунке. Справа приведены величины метрики  $F_1$  для уровня  $Q_{\text{lim}} = 3$  и различных моделей.

рассматривалось предположение о постоянном отношении  $\sigma_z/\sigma_R = 0.6$  и постоянном вертикальном масштабе звездного диска, что приводит к выражению

$$\sigma_R = \frac{1}{0.6} \sqrt{\frac{2\pi G l_s \Sigma_s}{7.3}}, \quad (3.2)$$

где множитель 7.3 обоснован из наблюдений галактик, видимых с ребра, в работе [192], а  $l_s = 2.3$  кпк представляет собой экспоненциальный масштаб звездного диска. Полученные с помощью уравнения (3.2) величины радиальной дисперсии скоростей  $\sigma_R$  приведены справа на Рис. 3.2. Они получаютсЯ близкими к нижней границе величин дисперсий скоростей  $\sigma_R^{\text{min}}$ , использованных в моем анализе. Применение таких значений  $\sigma_R$  как в L08 к исследуемым двухкомпонентным моделям делает диск более неустойчивым, чем при использовании  $\sigma_R^{\text{min}}$  и  $\sigma_R^{\text{max}}$ . Это утверждение также верно в меньшей степени для эллипсоида скоростей с равными компонентами, как в работе [49]. Однако даже для таких малых дисперсий профиль  $Q$  для двухкомпонентной модели в L08 говорит о все еще маргинально устойчивом диске  $Q_{\text{eff}} \approx 3 - 4$  в центральных частях галактики и не может служить объяснением наблюдаемого звездообразования как минимум в областях  $r < 0.3r_{25}$ . В дополнение стоит заметить, что отказ от использования постоянной скорости звука  $c_g = 11$  км/с в L08 не изменит этот результат, поскольку указанный параметр меняется очень мало.

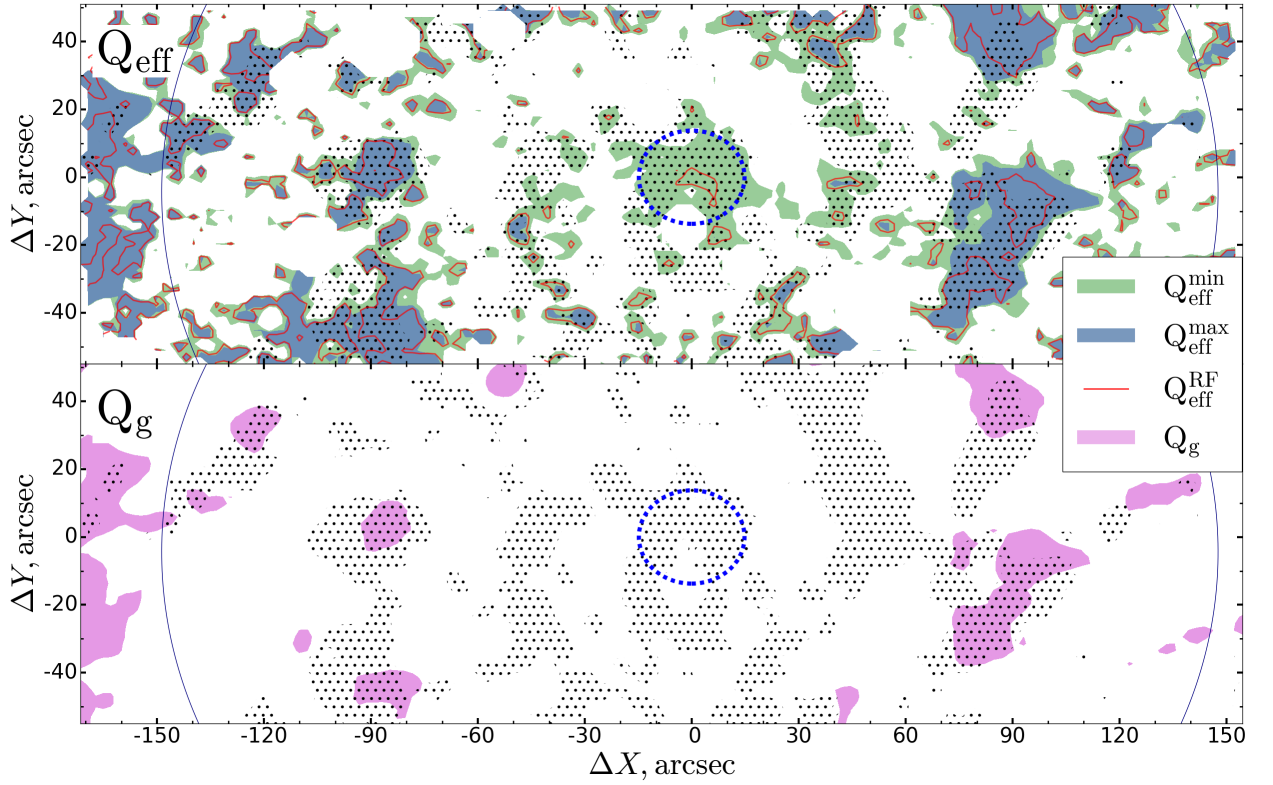


Рисунок 3.9 — Карта уровней лучшего согласия между областями звездообразования и гравитационной неустойчивости. Наверху показан случай двухкомпонентной модели, внизу — карта для одножидкостной модели. Закрашенные области и красные контуры соответствуют уровню  $Q < 3$  для соответствующей указанной модели. Заштрихованные части галактики соответствуют темпу звездообразования  $\Sigma_{\text{SFR}} > 0.007 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$ . Эффективный радиус балджа показан прерывистой линией, расстояния  $R < 140''$  ограничены непрерывной синей кривой.

Подводя итог, можно заключить, что диски становятся более устойчивыми после усреднения. Даже в случае модели  $Q_{\text{eff}}^{\text{min}}$  средние величины эффективного параметра Тумре равны 3–4 практически по всему диску за исключением центра и спиралей на расстоянии  $90''$ . Такие искусственно горячие диски не позволяют правильно предсказать положение областей звездообразования, что может быть исправлено только использованием двумерных карт, как на Рис. 3.3. Вывод о сильном влиянии азимутального усреднения на величины  $Q$  должен также выполняться для похожих на NGC 628 галактик, в которых распределение вещества оказывается клочковатым, а фактор заполнения небольшим.



### 3.4.4 Поиск наилучшего согласия с наблюдениями

Интересным вопросом является поиск наилучшего соответствия между разными уровнями неустойчивости и областями звездообразования. Эта задача может быть перефразирована как поиск двух пороговых значений  $Q_{\text{lim}}$  и  $\Sigma_{\text{SFR}}^{\text{lim}}$ , при которых соответствие между гравитационно неустойчивыми областями  $Q < Q_{\text{lim}}$  и регионами с заметным звездообразованием  $\Sigma_{\text{SFR}} > \Sigma_{\text{SFR}}^{\text{lim}}$  наилучшее. В дальнейшем пиксели с темпом звездообразования меньшим, чем пороговая величина, будут называться «без сигнала», в противном случае — «с сигналом». Пиксели где диск оказывается неустойчив при  $Q < Q_{\text{lim}}$  будут упоминаться как «с предсказываемым сигналом» или «без предсказываемого сигнала» в противном случае. В такой постановке задача становится задачей бинарной классификации, где точные измеренные величины  $Q$  или темпа звездообразования в пикселе не важны, а значение имеет только согласие между наличием или отсутствием сигнала и его корректным предсказанием.

Общепринятые критерии поиска наилучшего совпадения, например  $\chi^2$ , здесь не подходят, поскольку высокий порог  $Q_{\text{lim}}$  и низкий  $\Sigma_{\text{SFR}}^{\text{lim}}$ , так же как и низкий  $Q_{\text{lim}}$  с высоким  $\Sigma_{\text{SFR}}^{\text{lim}}$  показывают лучшее совпадение, чем в промежуточных случаях. Это утверждение проиллюстрировано на среднем рисунке на Рис. 3.8, где непрерывные линии обозначают долю корректно определенных пикселей для случая  $Q_{\text{lim}} = 3$ . Эта доля представляет собой так называемую метрику правильности (ассигасу) в науке о машинном обучении. Эта метрика равна количеству пикселей с совпавшими наблюдениями и предсказаниями (т.е. пиксели «с сигналом» и «с предсказанным сигналом» или «без сигнала» и «без предсказанного сигнала», соответственно), разделенному на общее число пикселей. Величина этой метрики по определению не может превышать единицу. На первый взгляд центральный рисунок на Рис. 3.8 свидетельствует о том, что одножидкостная модель  $Q_g$  объясняет данные лучше и показывает большее соответствие, чем двухкомпонентная модель для отдельных пороговых величин  $\Sigma_{\text{SFR}}^{\text{lim}}$ . Однако, как было упомянуто выше, это не совсем корректно, поскольку размеры областей с и без наблюдаемого звездообразования сильно не сбалансированы для отдельных пороговых значений и самое лучшее соответствие может быть получено, если не предсказывать никакого звездообразования вообще. Это также можно проследить по дополнительным прерывистым линиям на рисунке,



показывающим какая доля именно сигнала предсказывается верно. Такие линии показывают величину метрики, называемой полнотой (recall), которая равна количеству верно предсказываемых пикселей с сигналом, деленному на общее количество пикселей с сигналом. Видно, что модель  $Q_{\text{eff}}^{\min}$  верно предсказывает наличие сигнала заметно чаще, чем другие модели, в том числе и  $Q_g$ . Отмечу, что оба типа линий на рисунке совпадают на левом конце оси абсцисс, поскольку при таком пороге во всех пикселях наблюдается сигнал и метрика правильности по определению совпадает с полнотой.

Таким образом, проблема поиска наилучшего соответствия не является простой и должна быть сбалансирована для учета двух типов ошибок: предсказание сигнала там, где его нет, и, наоборот, предсказание его отсутствия при наличии. Необходимо найти пороговые значения, которые одновременно снижают оба типа упомянутых ошибок. По этой причине используется хорошо известный в машинном обучении подход, в котором пороговые значения ищутся путем максимизации так называемого  $F_1$ -значения. Это значение представляет собой сбалансированную метрику и равно среднему гармоническому между точностью (precision, отношение правильно предсказанных пикселей с сигналом к общему числу пикселей с предсказываемым сигналом) и полнотой для предсказываемых и наблюдаемых классов [193]. Дополнительным ограничением в задаче является то, что поправка за учет неосесимметричных возмущений не может привести к пороговому значению  $Q$ , превышающему величину приблизительно равную 3 (см. например [47] и ссылки внутри).

Измеренные значения  $F_1$  для разных уровней  $Q_{\text{eff}}^{\min}$  показаны слева на Рис. 3.8. Чем выше оценка, тем лучше соответствие. Из приведенного графика видно, что увеличение  $Q_{\text{lim}}$  позволяет найти более высокие значения метрики. Следовательно, поскольку возможные значения  $Q_{\text{lim}}$  ограничены верхним значением, следует искать лучшее соответствие при принятом пороговом значении  $Q_{\text{lim}} = 3$ . Соответствующие этому порогу значения метрики  $F_1$  для всех моделей показаны на правом графике на Рис. 3.8. Как и ожидалось, одножидкостная модель оказывается менее точной, чем двухкомпонентная, а  $Q_{\text{eff}}^{\min}$  показывает более высокие значения, чем  $Q_{\text{eff}}^{\max}$ . Последняя упомянутая модель демонстрирует максимум при  $\log \Sigma_{\text{SFR}} \approx -2.25$ . Лучшая согласно выбранной метрике модель  $Q_{\text{eff}}^{\min}$  не показывает явного максимума, но выходит на плато  $F_1 \approx 0.56$  после значения  $\log \Sigma_{\text{SFR}} \approx -2.5$ . Это означает, что модель не становится лучше при

дальнейшем уменьшении порогового значения  $\Sigma_{\text{SFR}}^{\text{lim}}$  и уменьшение числа одного типа ошибок сопровождается увеличением количества ошибок другого типа. Учитывая, что сплошная линия метрики правильности для модели  $Q_{\text{eff}}^{\text{min}}$  на левом графике показывает максимум около  $\log \Sigma_{\text{SFR}} \approx -2.0$ , можно сделать вывод, что наилучшее соответствие должно быть достигнуто между пороговыми значениями  $-2.5$  и  $-2$ .

Таким образом наилучшее полученное соответствие найдено для модели  $Q_{\text{eff}}^{\text{min}}$  с пороговыми значениями  $Q_{\text{lim}} = 3$  и  $\Sigma_{\text{SFR}}^{\text{lim}} = 0.007 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$ , где последнее является средним между двумя границами, упомянутыми выше. Контуры крупномасштабного звездообразования, нанесенные на все карты в этой главе (Рис. 3.3, 3.4, 3.6, 3.9) выбраны не произвольно, а отражают это наилучшее соответствие. Само совпадение показано на Рис. 3.9, из которого видно хорошее согласие предсказаний модели и наблюдений даже внутри эффективного радиуса балджа. Из этого рисунка также видно, что, как и выше на Рис. 3.3, газовый диск сам по себе даже при  $Q_{\text{g}} \approx 3$  может объяснить звездообразование только во внешних областях. Рисунок также демонстрирует, как неустойчивые для модели  $Q_{\text{eff}}^{\text{max}}$  области лежат внутри таковых для  $Q_{\text{eff}}^{\text{min}}$ , а трехкомпонентная приближенная модель  $Q_{\text{RF}}^{\text{min}}$  аналогична  $Q_{\text{eff}}^{\text{max}}$ , что было упомянуто выше. Таким образом, двухкомпонентная модель гравитационной неустойчивости  $Q_{\text{eff}}^{\text{min}}$  может правильно объяснить области звездообразования для выбранного порогового уровня в большой области размером в несколько масштабов диска. То, что этот уровень найден адекватно, также косвенно подтверждается из согласия с картой времени истощения молекулярного газа в галактике.

### 3.5 Выводы к Главе 3

Был проведен поиск подходящего кандидата для анализа среди большого числа обзоров и работ с двумерными данными. Из более чем тысячи объектов найдена подходящая для исследования гравитационной неустойчивости галактика NGC 628.

Были найдены необходимые двумерные кубы наблюдательных данных для спиральной галактики NGC 628 и затем проведен анализ связи между двухкомпонентной гравитационной неустойчивостью и крупномасштабным

звздообразованием в плоскости галактики. Впервые проведен анализ с такими полными данными, включая двумерные карты скоростей звука. Найдено, что двухкомпонентная модель гравитационной неустойчивости в NGC 628 показывает хорошее согласие с наблюдаемым крупномасштабным звездообразованием, тогда как одножидкостная модель  $Q_g$  способна объяснить звездообразование только на периферии исследуемой области.

В проведенном анализе было использовано малое количество предположений по сравнению с другими работами, сам анализ практически идентичен описанному в Главе 2 или работе [47], но адаптирован для работы с двумерными картами. Проведены различные проверки полученных результатов, включая непостоянство коэффициента перевода  $X_{CO}$ , азимутальное усреднение данных и учет эффекта толщины диска. В работе показано, что азимутальное усреднение делает диск более устойчивым и не позволяет предсказывать области звездообразования.

Были также дополнительно проверены некоторые соотношения и факты об звездообразовании. Найдено, что по крайней мере для одной модели связь между неустойчивостью диска и звездообразованием возможно является более сильной, чем считалось прежде. Был найден пороговый уровень звездообразования  $\Sigma_{SFR}^{lim} > 0.007 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$ , для которого модель гравитационной неустойчивости демонстрирует наилучшее соответствие с областями крупномасштабного звездообразования по всей исследуемой области.

## Заключение

Основные результаты диссертации заключаются в следующем:

- Разработан непараметрический метод восстановления эллипсоида скоростей звезд, требующий выполнения всего одного из использовавшихся ранее предположений, а именно  $\sigma_z/\sigma_R = \text{const}$  на всем промежутке данных, или на отдельных отрезках. Метод был опробован на галактике NGC 1068, для которой полученный результат оказался в точности таким, как и в работе [9]. Для галактики с малым углом наклона NGC 1167 при использовании предположения  $\sigma_z/\sigma_R = \text{const}$  отдельно на двух частях профиля удастся восстановить профили дисперсий скоростей в трех направлениях в широком диапазоне расстояний.
- Показано, что для дисковых галактик с большими углами наклона (NGC 338, NGC 3245 и NGC 4150) не удастся найти самосогласованное решение для профилей дисперсий скоростей звезд вдоль большой и малой осей. Полученный результат не является особенностью предложенного метода, а представляет собой внутреннее свойство данных для галактик, наблюдаемых при больших углах наклона  $i$ . На примере галактики NGC 338 показано, что для галактик с большими углами наклона информация о дисперсии скоростей звезд в радиальном направлении может быть извлечена из профилей дисперсий скоростей вдоль луча зрения. Эти значения хорошо согласуются с полученными другими методами величинами.
- Был применен двухжидкостный критерий гравитационной неустойчивости в наиболее корректной форме к наблюдательным данным вдоль большой оси для 7 спиральных галактик ранних типов. Показано, что двухжидкостный критерий слабо отличается от одножидкостного в случае, когда газа в диске галактики много и для объяснения звездообразования достаточно простого одножидкостного критерия, как в случае NGC 338. Двухжидкостный критерий позволяет объяснить звездообразование там, где простой критерий дает устойчивый газовый диск. Существенным это оказывается в галактиках NGC 1167 и NGC 3898.
- Во всех галактиках гравитационный критерий неустойчивости способен объяснить наблюдаемое крупномасштабное звездообразование после

исправления за учет неосесимметричных возмущений. Из проведенного анализа следует, что порог неустойчивости в двухжидкостном приближении равняется  $Q_{\text{eff}} < 1.5 - 2.5$  (кроме NGC 3898, где  $Q_{\text{eff}} < 3$ ), что согласуется с предыдущими работами. Учет влияния толщины диска и более горячего атомарного газа в трехкомпонентной референсной модели, как в [65] делает диски более устойчивыми, чем в исследуемом двухкомпонентном случае. Тем не менее в областях, где звезды определяют динамический статус диска, референсная модель с очень близка к верхнему полученному пределу разброса двухжидкостных моделей и учет эффекта диссипации может снизить  $Q_{\text{eff}}$  еще больше.

- Случай NGC 1167 выдающийся в используемой выборке, поскольку галактика имеет очень тяжелый звездный диск полной массой больше  $10^{11} M_{\odot}$ , который даже в случае субмаксимальной модели дестабилизирует газ, находящийся в устойчивом состоянии. Этот результат не зависит от используемых предположений о параметрах газа. Таким образом NGC 1167 представляет собой пример спиральной галактики, в которой звездообразование полностью регулируется влиянием звездного диска. В работе [66] был получен схожий результат для NGC 1068, но с использованием приближенных решений.
- Впервые примененная для двумерных карт с полными данными, двухкомпонентная модель гравитационной неустойчивости в NGC 628 показывает хорошее согласие с наблюдаемым крупномасштабным звездообразованием. Этот результат остается верным, если учесть непостоянство коэффициента перевода  $X_{\text{CO}}$  наблюдений в массу молекулярного водорода или стабилизирующий эффект толщины диска. Одножидкостная модель  $Q_g$  способна объяснить звездообразование только на периферии исследуемой области и поэтому дестабилизирующий эффект звездного диска не может быть отброшен.
- Показано, что азимутальное усреднение данных для галактики NGC 628 делает диск более устойчивым и не позволяет предсказывать области звездообразования. Найдено, что наилучшее согласие областей звездообразования и областей, неустойчивых с точки зрения двухжидкостного гравитационного критерия, во всей исследуемой области для NGC 628 получается при  $\Sigma_{\text{SFR}}^{\text{lim}} > 0.007 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$  и  $Q_{\text{eff}} < 3$ .

## Благодарности

В конце я хочу выразить большую признательность своему научному руководителю Наталье Яковлевне Сотниковой за поддержку, помощь, обсуждения и руководство. Также хочу поблагодарить Ольгу Касьяновну Сильченко и Александра Валентиновича Хоперскова за согласие быть моими оппонентами. Благодарю сотрудников и выпускников кафедры, в особенности Владимира Петровича Решетникова, Сергея Савченко и Александра Мосенкова. Выражаю признательность сотрудникам САО, с которыми имел удовольствие работать, в особенности Дмитрию Игоревичу Макарову. Также автор благодарит Ивана Юрьевича Каткова, Алексея Валерьевича Моисеева и Гильермо Бланк (Guillermo Blanc) за предоставленные данные. Отдельную признательность хочу выразить Алессандро Ромео (Alessandro Romeo) за рецензирование двух статей и полезные комментарии к ним.

Благодарю своих родителей Александра Юрьевича и Веру Васильевну за воспитание, развитие во мне любознательности и за возможность выбирать занятие по душе. Большая благодарность моей спутнице жизни Дарье Лаврентьевой за поддержку и заботу. Спасибо Варваре Копниной за помощь с переводом отдельных статей. Я также очень признателен своим учителям в Юношеской Математической Школе, в особенности Игорю Михайловичу Зильберборду и Александру Марковичу Порецкому.



## Список литературы

1. *Schmidt, M.* The Rate of Star Formation. / M. Schmidt // *ApJ*. 1959. Vol. 129. P. 243.
2. *Goldreich, P. I.* Gravitational stability of uniformly rotating disks / P. Goldreich, D. Lynden-Bell // *MNRAS*. 1965. Vol. 130. P. 97.
3. *Kennicutt Jr., R. C.* The star formation law in galactic disks / R. C. Kennicutt Jr. // *ApJ*. 1989. Vol. 344. P. 685—703.
4. *Martin, C. L.* Star Formation Thresholds in Galactic Disks / C. L. Martin, R. C. Kennicutt Jr. // *ApJ*. 2001. Vol. 555. P. 301—321.
5. *Jog, C. J.* Two-fluid gravitational instabilities in a galactic disk / C. J. Jog, P. M. Solomon // *ApJ*. 1984. Vol. 276. P. 114—126.
6. *Rafikov, R. R.* The local axisymmetric instability criterion in a thin, rotating, multicomponent disc / R. R. Rafikov // *MNRAS*. 2001. Vol. 323. P. 445—452.
7. *Gerssen, J.* The shape of the velocity ellipsoid in NGC 488 / J. Gerssen, K. Kuijken, M. R. Merrifield // *MNRAS*. 1997. Vol. 288. P. 618—622.
8. *Gerssen, J.* Disc heating in NGC 2985 / J. Gerssen, K. Kuijken, M. R. Merrifield // *MNRAS*. 2000. Vol. 317. P. 545—549.
9. *Shapiro, K. L.* Observational Constraints on Disk Heating as a Function of Hubble Type / K. L. Shapiro, J. Gerssen, R. P. van der Marel // *AJ*. 2003. Vol. 126. P. 2707—2716.
10. *Gerssen, J.* Disc heating agents across the Hubble sequence / J. Gerssen, K. Shapiro Griffin // *MNRAS*. 2012. Vol. 423. P. 2726—2735.
11. *Noordermeer, E.* Exploring disc galaxy dynamics using integral field unit data / E. Noordermeer, M. R. Merrifield, A. Aragón-Salamanca // *MNRAS*. 2008. Vol. 388. P. 1381—1393.
12. Large-scale nested stellar discs in NGC 7217 / O. K. Sil'Chenko [et al.] // *MNRAS*. 2011. Vol. 414. P. 3645—3655.
13. Early-type disk galaxies: Structure and kinematics / A. V. Zasov [et al.] // *Astronomy Reports*. 2008. Vol. 52. P. 79—93.

14. Large-Scale Gravitational Instability and Star Formation in the Large Magellanic Cloud / C.-C. Yang [et al.] // *ApJ*. 2007. Vol. 671. P. 374—379.
15. *Müller, S.* On the Diversity in Mass and Orbital Radius of Giant Planets Formed via Disk Instability / S. Müller, R. Helled, L. Mayer // *ApJ*. 2018. Feb. Vol. 854. P. 112.
16. *Zasov, A. V.* HI content in galactic disks: The role of gravitational instability / A. V. Zasov, N. A. Zaitseva // *Astronomy Letters*. 2017. Vol. 43. P. 439—451.
17. *Marchuk, A. A.* Reconstructing the velocity dispersion profiles from the line-of-sight kinematic data in disc galaxies / A. A. Marchuk, N. Y. Sotnikova // *MNRAS*. 2017. Vol. 465, no. 4. P. 4956—4967.
18. *Schwarzschild, M.* A numerical model for a triaxial stellar system in dynamical equilibrium / M. Schwarzschild // *ApJ*. 1979. Vol. 232. P. 236—247.
19. Self-consistent Models of Cuspy Triaxial Galaxies with Dark Matter Halos / R. Capuzzo-Dolcetta [et al.] // *ApJ*. 2007. Vol. 666. P. 165—180.
20. Triaxial orbit based galaxy models with an application to the (apparent) decoupled core galaxy NGC 4365 / R. C. E. van den Bosch [et al.] // *MNRAS*. 2008. Vol. 385. P. 647—666.
21. *Syer, D.* Made-to-measure N-body systems / D. Syer, S. Tremaine // *MNRAS*. 1996. Vol. 282. P. 223—233.
22. NMAGIC: a fast parallel implementation of a  $\chi^2$ -made-to-measure algorithm for modelling observational data / F. de Lorenzi [et al.] // *MNRAS*. 2007. Vol. 376. P. 71—88.
23. Dark matter content and internal dynamics of NGC 4697: NMAGIC particle models from slit data and planetary nebula velocities / F. de Lorenzi [et al.] // *MNRAS*. 2008. Vol. 385. P. 1729—1748.
24. *Rodionov, S. A.* An iterative method for the construction of equilibrium N-body models for stellar disks / S. A. Rodionov, N. Y. Sotnikova // *Astronomy Reports*. 2006. Vol. 50. P. 983—1000.
25. *Rodionov, S. A.* An iterative method for constructing equilibrium phase models of stellar systems / S. A. Rodionov, E. Athanassoula, N. Y. Sotnikova // *MNRAS*. 2009. Vol. 392. P. 904—916.

26. *Toomre, A.* On the gravitational stability of a disk of stars / A. Toomre // *ApJ*. 1964. Vol. 139. P. 1217—1238.
27. *Dehnen, W.* Local stellar kinematics from HIPPARCOS data / W. Dehnen, J. J. Binney // *MNRAS*. 1998. Vol. 298. P. 387—394.
28. *van der Kruit, P. C.* Stellar kinematics and the stability of disks in spiral galaxies / P. C. van der Kruit, K. C. Freeman // *ApJ*. 1986. Vol. 303. P. 556—572.
29. *Bottema, R.* The Stellar Kinematics of Galactic Disks / R. Bottema // *A&A*. 1993. Vol. 275. P. 16.
30. *Kregel, M.* Structure and kinematics of edge-on galaxy discs - V. The dynamics of stellar discs / M. Kregel, P. C. van der Kruit, K. C. Freeman // *MNRAS*. 2005. Vol. 358. P. 503—520.
31. *Bottema, R.* / R. Bottema, J. P. E. Gerritsen // *MNRAS*. 1997. Vol. 290. P. 585—597.
32. Kinematics and stellar disk modeling of lenticular galaxies / A. V. Zasov [et al.] // *Astrophysical Bulletin*. 2012. Vol. 67. P. 362—373.
33. The Disk Mass project; science case for a new PMAS IFU module / M. A. W. Verheijen [et al.] // *Astronomische Nachrichten*. 2004. Vol. 325. P. 151—154.
34. *Spitzer Jr., L.* The Dynamics of the Interstellar Medium. III. Galactic Distribution. / L. Spitzer Jr. // *ApJ*. 1942. Vol. 95. P. 329.
35. *van der Kruit, P. C.* Surface photometry of edge-on spiral galaxies. I - A model for the three-dimensional distribution of light in galactic disks. / P. C. van der Kruit, L. Searle // *A&A*. 1981. Vol. 95. P. 105—115.
36. Revisiting the stellar velocity ellipsoid-Hubble-type relation: observations versus simulations / F. Pinna [et al.] // *MNRAS*. 2018. Apr. Vol. 475. P. 2697—2712.
37. *Binney, J.* Galactic Dynamics: Second Edition / J. Binney, S. Tremaine. Princeton University Press, 2008.
38. *Jenkins, A.* Spiral heating of galactic discs / A. Jenkins, J. Binney // *MNRAS*. 1990. Vol. 245. P. 305—317.
39. *Merrifield, M. R.* Counterrotating stars in the disk of the SAB galaxy NGC 7217 / M. R. Merrifield, K. Kuijken // *ApJ*. 1994. Vol. 432. P. 575—589.

40. *Poliachenko, V. L.* Evaluation of the maximum anisotropy of the stellar velocity distribution in galaxies / V. L. Poliachenko, I. G. Shukhman // *Soviet Astronomy Letters*. 1977. Vol. 3. P. 134—136.
41. *Araki, S.* A Theoretical Study of the Stability of Disk Galaxies and Planetary Rings. : PhD thesis / Araki S. Massachusetts Institute of Technology., 1985.
42. *Rodionov, S. A.* Bending instability in galactic discs: advocacy of the linear theory / S. A. Rodionov, N. Y. Sotnikova // *MNRAS*. 2013. Vol. 434. P. 2373—2379.
43. *Moiseev, A. V.* Measurements of radial velocities and velocity dispersion of stars in circumnuclear regions of galaxies using the 2D spectroscopy technique / A. V. Moiseev // *Bulletin of the Special Astrophysics Observatory*. 2001. Vol. 51. P. 11—20.
44. *Noordermeer, E.* The stellar mass distribution in early-type disc galaxies: surface photometry and bulge-disc decompositions / E. Noordermeer, J. M. van der Hulst // *MNRAS*. 2007. Vol. 376. P. 1480—1512.
45. *Fisher, D. B.* Bulges of Nearby Galaxies with Spitzer: Scaling Relations in Pseudobulges and Classical Bulges / D. B. Fisher, N. Drory // *ApJ*. 2010. Vol. 716. P. 942—969.
46. Kinematic Signatures of Bulges Correlate with Bulge Morphologies and Sérsic Index / M. H. Fabricius [et al.] // *ApJ*. 2012. Vol. 754. P. 67.
47. *Marchuk, A. A.* Two-component gravitational instability in spiral galaxies / A. A. Marchuk, N. Y. Sotnikova // *MNRAS*. 2018. Vol. 475, no. 4. P. 4891—4910.
48. The Star Formation Efficiency in Nearby Galaxies: Measuring Where Gas Forms Stars Effectively / A. K. Leroy [et al.] // *AJ*. 2008. Vol. 136. P. 2782—2845.
49. *Dib, S.* The extended law of star formation: the combined role of gas and stars / S. Dib, S. Hony, G. Blanc // *MNRAS*. 2017. Vol. 469. P. 1521—1531.
50. *Quirk, W. J.* On the Gas Content of Galaxies / W. J. Quirk // *ApJ*. 1972. Vol. 176. P. L9.
51. *Schaye, J.* Star Formation Thresholds and Galaxy Edges: Why and Where / J. Schaye // *ApJ*. 2004. Vol. 609. P. 667—682.

52. *Morozov, A. G.* A Local Stability Criterion for the Gaseous Subsystem of a Flat Galaxy / A. G. Morozov // Soviet Astronomy. 1985. Vol. 29. P. 120—124.
53. *Polyachenko, V. L.* Stability criteria for gaseous self-gravitating disks / V. L. Polyachenko, E. V. Polyachenko, A. V. Strel'Nikov // Astronomy Letters. 1997. Vol. 23. P. 483—491.
54. *Khoperskov, A. V.* Minimum Velocity Dispersion in Stable Stellar Disks. Numerical Simulations / A. V. Khoperskov, A. V. Zasov, N. V. Tyurina // Astronomy Reports. 2003. Vol. 47. P. 357—376.
55. *Li, Y.* Star Formation in Isolated Disk Galaxies. I. Models and Characteristics of Nonlinear Gravitational Collapse / Y. Li, M.-M. Mac Low, R. S. Klessen // ApJ. 2005. Vol. 626. P. 823—843.
56. *Hunter, D. A.* The Relationship between Gas, Stars, and Star Formation in Irregular Galaxies: A Test of Simple Models / D. A. Hunter, B. G. Elmegreen, A. L. Baker // ApJ. 1998. Vol. 493. P. 595—612.
57. The star formation rate in disc galaxies: thresholds and dependence on gas amount / S. Boissier [et al.] // MNRAS. 2003. Vol. 346. P. 1215—1230.
58. *Wang, B.* Gravitational instability and disk star formation / B. Wang, J. Silk // ApJ. 1994. Vol. 427. P. 759—769.
59. *Romeo, A. B.* The effective stability parameter for two-component galactic discs: is  $Q^{-1} \approx Q_{\text{stars}}^{-1} + Q_{\text{gas}}^{-1}$ ? / A. B. Romeo, J. Wiegert // MNRAS. 2011. Vol. 416. P. 1191—1196.
60. *Meurer, G. R.* Disc stability and neutral hydrogen as a tracer of dark matter / G. R. Meurer, Z. Zheng, W. J. G. de Blok // MNRAS. 2013. Vol. 429. P. 2537—2549.
61. Equilibrium star formation in a constant Q disc: model optimization and initial tests / Z. Zheng [et al.] // MNRAS. 2013. Vol. 434. P. 3389—3407.
62. The DiskMass Survey. VIII. On the Relationship between Disk Stability and Star Formation / K. B. Westfall [et al.] // ApJ. 2014. Vol. 785. P. 43.
63. The Interstellar Medium and Star Formation in Edge-On Galaxies. II. NGC 4157, 4565, and 5907 / K. Yim [et al.] // AJ. 2014. Vol. 148. P. 127.
64. Spiral arms and disc stability in the Andromeda galaxy / P. Tenjes [et al.] // A&A. 2017. Vol. 600. A34.

65. *Romeo, A. B.* A simple and accurate approximation for the Q stability parameter in multicomponent and realistically thick discs / A. B. Romeo, N. Falstad // MNRAS. 2013. Vol. 433. P. 1389—1397.
66. *Romeo, A. B.* What powers the starburst activity of NGC 1068? Star-driven gravitational instabilities caught in the act / A. B. Romeo, K. Fathi // MNRAS. 2016. Vol. 460. P. 2360—2367.
67. *HighMass—High H I Mass, H I-rich Galaxies at  $z \sim 0$ : Combined H I and H<sub>2</sub> Observations* / G. Hallenbeck [et al.] // AJ. 2016. Vol. 152. P. 225.
68. *Romeo, A. B.* What drives gravitational instability in nearby star-forming spirals? The impact of CO and H I velocity dispersions / A. B. Romeo, K. M. Mogotsi // MNRAS. 2017. Vol. 469. P. 286—294.
69. *Elson, E. C.* Star Formation Models for the Dwarf Galaxies NGC 2915 and NGC 1705 / E. C. Elson, W. J. G. de Blok, R. C. Kraan-Korteweg // AJ. 2012. Vol. 143. P. 1.
70. *Garg, P.* Origin of low surface brightness galaxies: a dynamical study / P. Garg, A. Banerjee // MNRAS. 2017. Vol. 472. P. 166—173.
71. *Star Formation in Two Luminous Spiral Galaxies* / D. A. Hunter [et al.] // AJ. 2013. Vol. 146. P. 92.
72. *Elmegreen, B. G.* Gravitational Instabilities in Two-component Galaxy Disks with Gas Dissipation / B. G. Elmegreen // ApJ. 2011. Vol. 737. P. 10.
73. *Braun, R.* The Temperature and Opacity of Atomic Hydrogen in Spiral Galaxies / R. Braun // ApJ. 1997. Vol. 484. P. 637—655.
74. *Elmegreen, B. G.* An effective Q parameter for two-fluid instabilities in spiral galaxies / B. G. Elmegreen // MNRAS. 1995. Vol. 275. P. 944—950.
75. *Efstathiou, G.* A model of supernova feedback in galaxy formation / G. Efstathiou // MNRAS. 2000. Vol. 317. P. 697—719.
76. *Romeo, A. B.* Stability of thick two-component galactic discs / A. B. Romeo // MNRAS. 1992. Vol. 256. P. 307—320.
77. *Romeo, A. B.* How faithful are N-body simulations of disc galaxies? / A. B. Romeo // A&A. 1994. Vol. 286. P. 799—806.
78. *Spiral-like star-forming patterns in CALIFA early-type galaxies* / J. M. Gomes [et al.] // A&A. 2016. Vol. 585. A92.



79. The ATLAS<sup>3D</sup> project - XIII. Mass and morphology of H I in early-type galaxies as a function of environment / P. Serra [et al.] // MNRAS. 2012. Vol. 422. P. 1835—1862.
80. The ATLAS<sup>3D</sup> project - XV. Benchmark for early-type galaxies scaling relations from 260 dynamical models: mass-to-light ratio, dark matter, Fundamental Plane and Mass Plane / M. Cappellari [et al.] // MNRAS. 2013. Vol. 432. P. 1709—1741.
81. The Westerbork HI survey of spiral and irregular galaxies. III. HI observations of early-type disk galaxies / E. Noordermeer [et al.] // A&A. 2005. Vol. 442. P. 137—157.
82. *Courteau, S.* Optical Rotation Curves and Linewidths for Tully-Fisher Applications / S. Courteau // AJ. 1997. Vol. 114. P. 2402.
83. Central kiloparsec of Seyfert and inactive host galaxies: a comparison of two-dimensional stellar and gaseous kinematics / G. Dumas [et al.] // MNRAS. 2007. Vol. 379. P. 1249—1278.
84. *Epinat, B.* GHASP: an H $\alpha$  kinematic survey of 203 spiral and irregular galaxies - VII. Revisiting the analysis of H $\alpha$  data cubes for 97 galaxies / B. Epinat, P. Amram, M. Marcelin // MNRAS. 2008. Vol. 390. P. 466—504.
85. The Outer Disks of Early-type Galaxies. II. Surface-brightness Profiles of Unbarred Galaxies and Trends with Hubble Type / L. Gutiérrez [et al.] // AJ. 2011. Vol. 142. P. 145.
86. The Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S<sup>4</sup>G): Multi-component Decomposition Strategies and Data Release / H. Salo [et al.] // ApJS. 2015. Vol. 219. P. 4.
87. *Möllenhoff, C.* Surface photometry of spiral galaxies in NIR: Structural parameters of disks and bulges / C. Möllenhoff, J. Heidt // A&A. 2001. Vol. 368. P. 16—37.
88. Lopsidedness in WHISP galaxies. I. Rotation curves and kinematic lopsidedness / J. van Eymeren [et al.] // A&A. 2011. Vol. 530. A29.
89. *Yim, K.* Star formation and gas accretion in nearby galaxies / K. Yim, J. M. van der Hulst // MNRAS. 2016. Vol. 463. P. 2092—2108.

90. Structure and Kinematics of  $^{12}\text{CO}(J = 2 - 1)$  Emission in the Central Region of NGC 4258 / S. Sawada-Satoh [et al.] // *ApJ*. 2007. Vol. 658. P. 851—858.
91. *Yoshino, A.* Colors and Mass-to-Light Ratios of Bulges and Disks of Nearby Spiral Galaxies / A. Yoshino, T. Ichikawa. 2008.
92. *Strong, A. W.* Gradient model analysis of EGRET diffuse Galactic  $\gamma$ -ray emission. / A. W. Strong, J. R. Mattox // *A&A*. 1996. Vol. 308. P. L21—L24.
93. The mass distribution in early-type disc galaxies: declining rotation curves and correlations with optical properties / E. Noordermeer [et al.] // *MNRAS*. 2007. Vol. 376. P. 1513—1546.
94. Cold gas in massive early-type galaxies: the case of NGC 1167 / C. Struve [et al.] // *A&A*. 2010. Vol. 523. A75.
95. The Disk Mass project; science case for a new PMAS IFU module / M. A. W. Verheijen [et al.] // *Astronomische Nachrichten*. 2004. Vol. 325. P. 151—154.
96. *Afanasiev, V. L.* The SCORPIO Universal Focal Reducer of the 6-m Telescope / V. L. Afanasiev, A. V. Moiseev // *Astronomy Letters*. 2005. Vol. 31. P. 194—204.
97. Stellar kinematics across the Hubble sequence in the CALIFA survey: general properties and aperture corrections / J. Falcón-Barroso [et al.] // *A&A*. 2017. Vol. 597. A48.
98. *Héraudeau, P.* Stellar kinematical data for the central region of spiral galaxies. I. / P. Héraudeau, F. Simien // *A&AS*. 1998. Vol. 133. P. 317—323.
99. Stellar kinematic data for the central region of spiral galaxies. II. / P. Héraudeau [et al.] // *A&AS*. 1999. Vol. 136. P. 509—514.
100. Reflective aspherized grating spectrographs for the Haute-Provence and Nanjing observatories - MARLYs and CARELEC / G. Lemaitre [et al.] // *A&A*. 1990. Vol. 228. P. 546—558.
101. The BIMA Survey of Nearby Galaxies (BIMA SONG). II. The CO Data / T. T. Helfer [et al.] // *ApJS*. 2003. Vol. 145. P. 259—327.
102. Heracles: The HERA CO Line Extragalactic Survey / A. K. Leroy [et al.] // *AJ*. 2009. Vol. 137. P. 4670—4696.

103. The FCRAO Extragalactic CO Survey. I. The Data / J. S. Young [et al.] // *ApJS*. 1995. Vol. 98. P. 219.
104. *Lavezzi, T. E.* Observations of  $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$  in 44 cluster galaxies / T. E. Lavezzi, J. M. Dickey // *AJ*. 1998. Vol. 115. P. 405.
105. Cold gas in group-dominant elliptical galaxies / E. O’Sullivan [et al.] // *A&A*. 2015. Vol. 573. A111.
106. *Boselli, A.* Cold gas properties of the Herschel Reference Survey. I.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  and HI data / A. Boselli, L. Cortese, M. Boquien // *A&A*. 2014. Vol. 564. A65.
107. Structural properties of disk galaxies. I. The intrinsic equatorial ellipticity of bulges / J. Méndez-Abreu [et al.] // *A&A*. 2008. Vol. 478. P. 353—369.
108. *Hameed, S.* H $\alpha$  Imaging of Early-Type Sa-Sab Spiral Galaxies. II. Global Properties / S. Hameed, N. Devereux // *AJ*. 2005. Vol. 129. P. 2597—2616.
109. *Di Teodoro, E. M.* Gas accretion from minor mergers in local spiral galaxies / E. M. Di Teodoro, F. Fraternali // *A&A*. 2014. Vol. 567. A68.
110. *Theios, R. L.* H $\alpha$  Imaging of Nearby Seyfert Host Galaxies / R. L. Theios, M. A. Malkan, N. R. Ross // *ApJ*. 2016. Vol. 822. P. 45.
111. New Parallaxes of Galactic Cepheids from Spatially Scanning the Hubble Space Telescope: Implications for the Hubble Constant / A. G. Riess [et al.] // *ArXiv e-prints*. 2018. arXiv: [1801.01120](https://arxiv.org/abs/1801.01120).
112. H I and CO Velocity Dispersions in Nearby Galaxies / K. M. Mogotsi [et al.] // *AJ*. 2016. Vol. 151. P. 15.
113. What is Driving the H I Velocity Dispersion? / D. Tamburro [et al.] // *AJ*. 2009. Vol. 137. P. 4424—4435.
114. The Shapes of the H I Velocity Profiles of the THINGS Galaxies / R. Ianjamasimanana [et al.] // *AJ*. 2012. Vol. 144. P. 96.
115. HI holes and high-velocity clouds in the spiral galaxy NGC 6946 / R. Boomsma [et al.] // *A&A*. 2008. Vol. 490. P. 555—570.
116. The BIMA Survey of Nearby Galaxies. I. The Radial Distribution of CO Emission in Spiral Galaxies / M. W. Regan [et al.] // *ApJ*. 2001. Vol. 561. P. 218—237.
117. *Bigiel, F.* A Universal Neutral Gas Profile for nearby Disk Galaxies / F. Bigiel, L. Blitz // *ApJ*. 2012. Vol. 756. P. 183.

118. The Optical and Near-Infrared Properties of Galaxies. I. Luminosity and Stellar Mass Functions / E. F. Bell [et al.] // *ApJS*. 2003. Vol. 149. P. 289—312.
119. *McGaugh, S. S.* Color-Mass-to-light-ratio Relations for Disk Galaxies / S. S. McGaugh, J. M. Schombert // *AJ*. 2014. Vol. 148. P. 77.
120. The Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S<sup>4</sup>G): Precise Stellar Mass Distributions from Automated Dust Correction at 3.6  $\mu$ m / M. Querejeta [et al.] // *ApJS*. 2015. Vol. 219. P. 5.
121. *Broeils, A. H.* Deep CCD photometry of spiral galaxies / A. H. Broeils, J. H. Knapen // *A&AS*. 1991. Vol. 91. P. 469—479.
122. *Baggett, W. E.* Bulge-Disk Decomposition of 659 Spiral and Lenticular Galaxy Brightness Profiles / W. E. Baggett, S. M. Baggett, K. S. J. Anderson // *AJ*. 1998. Vol. 116. P. 1626—1642.
123. *Sil'chenko, O. K.* NGC 5533: decoupled nucleus and global structure / O. K. Sil'chenko, A. N. Burenkov, V. V. Vlasjuk // *New Astronomy*. 1998. Vol. 3. P. 15—26.
124. Two-dimensional multi-component photometric decomposition of CALIFA galaxies / J. Méndez-Abreu [et al.] // *A&A*. 2017. Vol. 598. A32.
125. *Sackett, P. D.* Does the Milky Way Have a Maximal Disk? / P. D. Sackett // *ApJ*. 1997. Vol. 483. P. 103—110.
126. *Courteau, S.* Maximal Disks and the Tully-Fisher Relation / S. Courteau, H.-W. Rix // *ApJ*. 1999. Vol. 513. P. 561—571.
127. *Romeo, A. B.* A double molecular disc in the triple-barred starburst galaxy NGC 6946: structure and stability / A. B. Romeo, K. Fathi // *MNRAS*. 2015. Vol. 451. P. 3107—3116.
128. Local Instability Signatures in ALMA Observations of Dense Gas in NGC 7469 / K. Fathi [et al.] // *ApJ*. 2015. Vol. 806. P. L34.
129. SDSS-IV MaNGA: constraints on the conditions for star formation in galaxy discs / D. V. Stark [et al.] // *MNRAS*. 2018. Vol. 474. P. 2323—2333.
130. Connecting Clump Sizes in Turbulent Disk Galaxies to Instability Theory / D. B. Fisher [et al.] // *ApJ*. 2017. Vol. 839. P. L5.

131. *Krumholz, M. R.* Is turbulence in the interstellar medium driven by feedback or gravity? An observational test / M. R. Krumholz, B. Burkhardt // MNRAS. 2016. Vol. 458. P. 1671—1677.
132. *Griv, E.* Stability of galactic discs: finite arm-inclination and finite-thickness effects / E. Griv, M. Gedalin // MNRAS. 2012. Vol. 422. P. 600—609.
133. *Zasov, A. V.* HI content in galactic disks: The role of gravitational instability / A. V. Zasov, N. A. Zaitseva // Astronomy Letters. 2017. Vol. 43. P. 439—451.
134. *Marchuk, A. A.* Gravitational instability and star formation in NGC 628 / A. A. Marchuk // MNRAS. 2018. Vol. 476, no. 3. P. 3591—3599.
135. *Romeo, A. B.* A double molecular disc in the triple-barred starburst galaxy NGC 6946: structure and stability / A. B. Romeo, K. Fathi // MNRAS. 2015. Vol. 451. P. 3107—3116.
136. *Li, Y.* Star Formation in Isolated Disk Galaxies. II. Schmidt Laws and Efficiency of Gravitational Collapse / Y. Li, M.-M. Mac Low, R. S. Klessen // ApJ. 2006. Vol. 639. P. 879—896.
137. *Goldbaum, N. J.* Mass Transport and Turbulence in Gravitationally Unstable Disk Galaxies. I. The Case of Pure Self-gravity / N. J. Goldbaum, M. R. Krumholz, J. C. Forbes // ApJ. 2015. Vol. 814. P. 131.
138. *Goldbaum, N. J.* Mass Transport and Turbulence in Gravitationally Unstable Disk Galaxies. II: The Effects of Star Formation Feedback / N. J. Goldbaum, M. R. Krumholz, J. C. Forbes // ApJ. 2016. Vol. 827. P. 28.
139. Non-linear violent disc instability with high Toomre's  $Q$  in high-redshift clumpy disc galaxies / S. Inoue [et al.] // MNRAS. 2016. Vol. 456. P. 2052—2069.
140. Young and turbulent: the early life of massive galaxy progenitors / D. Fiacconi [et al.] // MNRAS. 2017. Vol. 467. P. 4080—4100.
141. *Krumholz, M. R.* A Universal, Local Star Formation Law in Galactic Clouds, nearby Galaxies, High-redshift Disks, and Starbursts / M. R. Krumholz, A. Dekel, C. F. McKee // ApJ. 2012. Vol. 745. P. 69.
142. *McKee, C. F.* Theory of Star Formation / C. F. McKee, E. C. Ostriker // ARA&A. 2007. Vol. 45. P. 565—687.

143. What FIREs Up Star Formation: the Emergence of the Kennicutt-Schmidt Law from Feedback / M. E. Orr [et al.] // ArXiv e-prints. 2017. arXiv: [1701.01788](https://arxiv.org/abs/1701.01788).
144. NUGA: The IRAM Survey of AGN Spiral Hosts / S. García-Burillo [et al.] // Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy. Vol. 290 / ed. by S. Collin, F. Combes, I. Shlosman. 2003. P. 423.
145. Overview of the SDSS-IV MaNGA Survey: Mapping nearby Galaxies at Apache Point Observatory / K. Bundy [et al.] // ApJ. 2015. Vol. 798. P. 7.
146. The SAURON project - I. The panoramic integral-field spectrograph / R. Bacon [et al.] // MNRAS. 2001. Vol. 326. P. 23—35.
147. H I Kinematics and Mass Distribution of Messier 33 / S. Z. Kam [et al.] // AJ. 2017. Vol. 154. P. 41.
148. Cloud-scale ISM Structure and Star Formation in M51 / A. K. Leroy [et al.] // ApJ. 2017. Vol. 846. P. 71.
149. The PdBI Arcsecond Whirlpool Survey (PAWS). I. A Cloud-scale/Multi-wavelength View of the Interstellar Medium in a Grand-design Spiral Galaxy / E. Schinnerer [et al.] // ApJ. 2013. Vol. 779. P. 42.
150. *Allard, E. L.* Kinematics in the Starbursting Circumnuclear Region of M100 / E. L. Allard, R. F. Peletier, J. H. Knapen // Starbursts: From 30 Doradus to Lyman Break Galaxies. Vol. 329 / ed. by R. de Grijs, R. M. González Delgado. 2005. P1.
151. Spatially resolved star formation relation in two HI-rich galaxies with central post-starburst signature / A. Klitsch [et al.] // A&A. 2017. Vol. 600. A80.
152. THINGS: The H I Nearby Galaxy Survey / F. Walter [et al.] // AJ. 2008. Vol. 136. P. 2563—2647.
153. The SLUGGS Survey: kinematics for over 2500 globular clusters in 12 early-type galaxies / V. Pota [et al.] // MNRAS. 2013. Vol. 428. P. 389—420.
154. CALIFA, the Calar Alto Legacy Integral Field Area survey. IV. Third public data release / S. F. Sánchez [et al.] // A&A. 2016. Vol. 594. A36.
155. The SAMI Galaxy Survey: instrument specification and target selection / J. J. Bryant [et al.] // MNRAS. 2015. Vol. 447. P. 2857—2879.



156. *Rahman, N.* Spatially Resolved Molecular Gas Star Formation Law in CARMA Survey Towards Infrared-bright Nearby Galaxies (STING) / N. Rahman, A. Bolatto, STING Collaboration // American Astronomical Society Meeting Abstracts #218. Vol. 43. 2011. P. 130.01.
157. Integral-field kinematics and stellar populations of early-type galaxies out to three half-light radii / N. F. Boardman [et al.] // MNRAS. 2017. Vol. 471. P. 4005—4026.
158. The VIRUS-P Exploration of Nearby Galaxies (VENGA): Survey Design, Data Processing, and Spectral Analysis Methods / G. A. Blanc [et al.] // AJ. 2013. Vol. 145. P. 138.
159. *Wong, T.* The Relationship between Gas Content and Star Formation in Molecule-rich Spiral Galaxies / T. Wong, L. Blitz // ApJ. 2002. Vol. 569. P. 157—183.
160. The BIMA Survey of Nearby Galaxies (BIMA SONG). II. The CO Data / T. T. Helfer [et al.] // ApJS. 2003. Vol. 145. P. 259—327.
161. The ATLAS<sup>3D</sup> project - I. A volume-limited sample of 260 nearby early-type galaxies: science goals and selection criteria / M. Cappellari [et al.] // MNRAS. 2011. Vol. 413. P. 813—836.
162. The EDGE-CALIFA Survey: Interferometric Observations of 126 Galaxies with CARMA / A. D. Bolatto [et al.] // ApJ. 2017. Vol. 846. P. 159.
163. Heracles: The HERA CO Line Extragalactic Survey / A. K. Leroy [et al.] // AJ. 2009. Vol. 137. P. 4670—4696.
164. *van der Hulst, J. M.* The Westerbork HI Survey of Irregular and Spiral Galaxies, WHISP / J. M. van der Hulst, T. S. van Albada, R. Sancisi // Gas and Galaxy Evolution. Vol. 240 / ed. by J. E. Hibbard, M. Rupen, J. H. van Gorkom. 2001. P. 451.
165. The DiskMass Survey. I. Overview / M. A. Bershady [et al.] // ApJ. 2010. Vol. 716. P. 198—233.
166. Planetary Nebulae in Face-On Spiral Galaxies. I. Planetary Nebula Photometry and Distances / K. A. Herrmann [et al.] // ApJ. 2008. Vol. 683. P. 630—643.
167. A Revised Planetary Nebula Luminosity Function Distance to NGC 628 Using MUSE / K. Kreckel [et al.] // ApJ. 2017. Vol. 834. P. 174.

168. Stellar Population Properties and Evolution Analysis of NGC 628 with Panchromatic Photometry / H. Zou [et al.] // *AJ*. 2011. Vol. 142. P. 16.
169. The VIRUS-P Exploration of Nearby Galaxies (VENGA): The  $X_{\text{CO}}$  Gradient in NGC 628 / G. A. Blanc [et al.] // *ApJ*. 2013. Vol. 764. P. 117.
170. *Suwannajak, C.* A Test of Star Formation Laws in Disk Galaxies. II. Dependence on Dynamical Properties / C. Suwannajak, J. C. Tan, A. K. Leroy // *ApJ*. 2014. Vol. 787. P. 68.
171. *Herrmann, K. A.* Planetary Nebulae in Face-On Spiral Galaxies. III. Planetary Nebula Kinematics and Disk Mass / K. A. Herrmann, R. Ciardullo // *ApJ*. 2009. Vol. 705. P. 1686—1703.
172. *Vollmer, B.* Sustaining Star Formation Rates in Spiral Galaxies Supernova-driven Turbulent Accretion Disk Models Applied to THINGS Galaxies / B. Vollmer, A. K. Leroy // *AJ*. 2011. Vol. 141. P. 24.
173. CARMA Survey Toward Infrared-bright Nearby Galaxies (STING). II. Molecular Gas Star Formation Law and Depletion Time across the Blue Sequence / N. Rahman [et al.] // *ApJ*. 2012. Vol. 745. P. 183.
174. Scaling Relations of the Properties for CO Resolved Structures in Nearby Spiral Galaxies / D. Rebolledo [et al.] // *ApJ*. 2015. Vol. 808. P. 99.
175. The JCMT Nearby Galaxies Legacy Survey - IV. Velocity dispersions in the molecular interstellar medium in spiral galaxies / C. D. Wilson [et al.] // *MNRAS*. 2011. Vol. 410. P. 1409—1422.
176. A High-dispersion Molecular Gas Component in Nearby Galaxies / A. Caldú-Primo [et al.] // *AJ*. 2013. Vol. 146. P. 150.
177. SINGS: The SIRTf Nearby Galaxies Survey / R. C. Kennicutt Jr. [et al.] // *PASP*. 2003. Vol. 115. P. 928—952.
178. The Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S4G) / K. Sheth [et al.] // *PASP*. 2010. Vol. 122. P. 1397.
179. Calibrating Extinction-free Star Formation Rate Diagnostics with 33 GHz Free-free Emission in NGC 6946 / E. J. Murphy [et al.] // *ApJ*. 2011. Vol. 737. P. 67.
180. *Gusev, A. S.* Regular chains of star formation complexes in spiral arms of NGC 628 / A. S. Gusev, Y. N. Efremov // *MNRAS*. 2013. Vol. 434. P. 313—324.

181. Arm and Interarm Star Formation in Spiral Galaxies / K. Foyle [et al.] // *ApJ*. 2010. Vol. 725. P. 534—541.
182. A Large-Scale CO Survey of the Galactic Center / T. Oka [et al.] // *ApJS*. 1998. Vol. 118. P. 455—515.
183. The Relation Between Gas and Dust in the Taurus Molecular Cloud / J. L. Pineda [et al.] // *ApJ*. 2010. Vol. 721. P. 686—708.
184. Modeling Dust and Starlight in Galaxies Observed by Spitzer and Herschel: NGC 628 and NGC 6946 / G. Aniano [et al.] // *ApJ*. 2012. Vol. 756. P. 138.
185. *Ostriker, E. C.* Regulation of Star Formation Rates in Multiphase Galactic Disks: A Thermal/Dynamical Equilibrium Model / E. C. Ostriker, C. F. McKee, A. K. Leroy // *ApJ*. 2010. Vol. 721. P. 975—994.
186. *Kennicutt, R. C.* Star Formation in the Milky Way and Nearby Galaxies / R. C. Kennicutt, N. J. Evans // *ARA&A*. 2012. Vol. 50. P. 531—608.
187. The Star Formation Law in Nearby Galaxies on Sub-Kpc Scales / F. Bigiel [et al.] // *AJ*. 2008. Vol. 136. P. 2846—2871.
188. Extended Schmidt Law: Role of Existing Stars in Current Star Formation / Y. Shi [et al.] // *ApJ*. 2011. Vol. 733. P. 87.
189. Revisiting the Extended Schmidt Law: The Important Role of Existing Stars in Regulating Star Formation / Y. Shi [et al.] // *ApJ*. 2018. Feb. Vol. 853. P. 149.
190. *Krumholz, M. R.* Notes on Star Formation / M. R. Krumholz // ArXiv e-prints. 2015. arXiv: [1511.03457](https://arxiv.org/abs/1511.03457).
191. Molecular Gas and Star Formation in nearby Disk Galaxies / A. K. Leroy [et al.] // *AJ*. 2013. Vol. 146. P. 19.
192. *Kregel, M.* Flattening and truncation of stellar discs in edge-on spiral galaxies / M. Kregel, P. C. van der Kruit, R. de Grijs // *MNRAS*. 2002. Vol. 334. P. 646—668.
193. *Rijsbergen, C. J. V.* Information Retrieval / C. J. V. Rijsbergen. 2nd. Newton, MA, USA : Butterworth-Heinemann, 1979.
194. *Sage, L. J.* The Cool ISM in S0 Galaxies. II. A Survey of Atomic Gas / L. J. Sage, G. A. Welch // *ApJ*. 2006. Vol. 644. P. 850—861.
195. Galaxy flow in the Canes Venatici I cloud / I. D. Karachentsev [et al.] // *A&A*. 2003. Vol. 398. P. 467—477.

196. AINUR: Atlas of Images of NUclear Rings / S. Comerón [et al.] // MNRAS. 2010. Vol. 402. P. 2462—2490.
197. Modelling gaseous and stellar kinematics in the disc galaxies NGC 772, 3898 and 7782 / E. Pignatelli [et al.] // MNRAS. 2001. Vol. 323. P. 188—210.
198. Evidence for a black hole from high rotation velocities in a sub-parsec region of NGC4258 / M. Miyoshi [et al.] // Nature. 1995. Vol. 373. P. 127—129.
199. A geometric distance to the galaxy NGC4258 from orbital motions in a nuclear gas disk / J. R. Herrnstein [et al.] // Nature. 1999. Vol. 400. P. 539—541.
200. Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. Volume I: Explanations and references. Volume II: Data for galaxies between  $0^h$  and  $12^h$ . Volume III: Data for galaxies between  $12^h$  and  $24^h$ . / G. de Vaucouleurs [et al.]. 1991.
201. *Daigle, A.* The Trajectory of the Jet in NGC 4258 / A. Daigle, J.-R. Roy // ApJ. 2001. Vol. 552. P. 144—149.
202. *Cox, P.* CO Observations and a New Interpretation of the Anomalous Arms of NGC 4258 / P. Cox, D. Downes // ApJ. 1996. Vol. 473. P. 219.
203. A Search for Extended Ultraviolet Disk (XUV-Disk) Galaxies in the Local Universe / D. A. Thilker [et al.] // ApJS. 2007. Vol. 173. P. 538—571.
204. Structure of the spiral arms of NGC 4258 in H-alpha and at 2000 Å / G. Courtes [et al.] // A&A. 1993. Vol. 268. P. 419—442.
205. The Hubble Space Telescope Key Project on the Extragalactic Distance Scale. XVII. The Cepheid Distance to NGC 4725 / B. K. Gibson [et al.] // ApJ. 1999. Vol. 512. P. 48—64.

## Приложение А

### Описание галактик в Главе 1

**NGC 338** — это галактика позднего типа Sa или Sab со слабыми спиральными ветвями. На изображениях в каталогах SDSS и 2MASS она выглядит как дисковая галактика с ярким ядром и протяженным балджем. Балдж имеет значительно бóльшую по сравнению с диском поверхностную яркость, что в некоторых работах интерпретируется как существование неучтенного влияния пыли. Диск галактики содержит значительное количество нейтрального водорода и демонстрирует средний темп звездообразования.

NGC 338 является быстро вращающейся галактикой с максимальной круговой скоростью 280 — 320 км/с. И газовая, и звездная кривые вращения измерены до расстояний  $60''$ , ошибки данных не превышают 10 км/с. Профиль радиальных скоростей извлечен из наблюдений линий H $\beta$ , [NI] и [OIII]. Кривая вращения достигает насыщения на расстоянии  $12.5''$  от центра, но при больших расстояниях проявляется асимметрия с разницей вплоть до 50 км/с вдоль большой оси. Такая асимметрия была отмечена раньше для обеих звездной и газовой в линии HI кривых вращения. Причиной аномалии в большинстве работ считается взаимодействие с малым спутником UGC 623. Скорости «холодной» кривой вращения значительно превышают звездные, что объясняется большой дисперсией скоростей звезд. Дисперсии скоростей звезд вдоль луча зрения вдоль большой оси ( $PA = 108^\circ$ ) значительны внутри области преобладания балджа ( $R < 15''$ ) и быстро уменьшаются вплоть до пологого участка, начинающегося с  $20''$ . Вдоль малой оси ( $PA = 17^\circ$ ) дисперсии скоростей труднее поддаются наблюдениям и имеют значительные ошибки 15 — 20 км/с.

**NGC 1167**, по-видимому, не принадлежит ни к какой группе и не имеет компаньонов сопоставимой светимости. Согласно [13] балдж имеет крутой фотометрический профиль с параметром Серсика  $n \approx 3$ . Его яркость преобладает над яркостью диска на расстояниях до  $15'' - 20''$ . Полная светимость балджа в три раза меньше светимости диска. Изображения NGC 1167 демонстрируют заметные кольцеобразные структуры или тонкий спиральный узор, происхождение которого не ясно. Предполагается, что эти особенности связаны с текущим звездообразованием, однако в теле галактики отсутствуют голубые области, а

показатель цвета  $B - V$  в спиральных смещен в голубую область совсем незначительно ( $0.05^m - 0.1^m$ ). Согласно наблюдениям [81], в рассматриваемой галактике содержится значительное количество нейтрального водорода с полной массой приблизительно  $1.7 \times 10^{10} M_{\odot}$ , который распределен в большой области диска.

Наблюдения нейтрального водорода демонстрируют протяженную газовую кривую вращения, протянувшуюся на расстояние  $R > 200''$  больше 10 экспоненциальных масштабов диска  $h$ . Звездная кривая вращения короче и измерена вплоть до расстояния  $R = 50''$ . Обе кривые вращения близки и имеют похожие ошибки измерений 10 – 15 км/с. Максимальное значение скорости и для газа, и для звезд очень большое и приблизительно равно 350–400 км/с. Максимальное значение скорости достигается на газовой кривой на расстоянии  $110''$ , а на звездной — на краю измеренного профиля около  $50''$ . В центральных областях профили дисперсий скоростей вдоль луча зрения имеют схожий наклон для большой и малой осей, а также близкие значения и величины ошибок порядка 20 км/с. Это ведет к тому, что на расстояниях  $R \leq 20''$  наблюдательные данные плохо разделяются на два четких профиля. Профиль дисперсии скоростей вдоль большой оси  $\sigma_{\text{los,maj}}$  по данным из [13] тянется почти до  $60''$  и показывает большие значения дисперсии скоростей в центре порядка 200 км/с.

**NGC 3245** является изолированной галактикой с двумя дисками. Граница между ярким внутренним и основным внешним дисками очень четкая и лежит на расстоянии  $R \approx 15'' - 20''$ . Для этой галактики не было найдено свидетельств наличия спиральной структуры, зон ионизированного водорода или областей активного звездообразования. NGC 3245 является сейфертовской галактикой со слабым ядром и компактным балджем, эффективный радиус которого в ИК диапазоне в работе [45] равен  $15''$ .

Звездная кривая вращения и профили дисперсий скоростей достаточно симметричны, но галактика обладает несколькими динамическими особенностями. Звездная кривая вращения достигает максимума на расстоянии порядка  $R \approx 30''$ , после чего медленно убывает. Значения дисперсии скоростей в центре очень большие (сравнимы со значениями для NGC 1167, см. Рис. 1.1). Наблюдательные данные для дисперсий скоростей звезд вдоль луча зрения обладают хорошим качеством и малыми ошибками, но отличие между профилями для большой и малой осей в центре значительное ( $|\sigma_{\text{los,maj}} - \sigma_{\text{los,min}}| \approx 20$  км/с), что свидетельствует о возможном смещении щели вдоль большой оси.



**NGC 4150** обладает низкой поверхностной яркостью и экспоненциальным фотометрическим профилем. Данных по газовой кривой вращения нет. Звездная кривая вращения становится постоянной на расстояниях  $R > 20''$  и демонстрирует максимальную скорость  $v_{\phi} \approx 100$  км/с. Данные для дисперсий скоростей очень зашумлены и обладают наибольшими ошибками среди всех данных для галактик выборки. В дополнение к указанному, данные для большой оси содержат большое количество нереалистичных значений около нуля, что требует дополнительной процедуры очистки. Отметим также, что оценки расстояния до NGC 4150 сильно разнятся и варьируются от 10 Мпк в [194] до 20 Мпк в [195].

## Приложение Б

### Описание галактик в Главе 2

**NGC 338** подробно описана в [32]. Галактика типа Sa или Sab, находящаяся под большим наклоном к лучу зрения в  $64^\circ$ . Оценки расстояния составляют 65 — 75 Мпк. В диске галактики виден плотный спиральный узор, а в центре — пылевая полоса.

Кинематика описана в Приложении А. Галактика сильно асимметрична, что отчетливо проявляется на кривой вращения. Асимметрия также проявляется в распределении HI, хоть и не столь ярко выражена [81]. Количество атомарного газа в NGC 338 превышает  $10^{10} M_\odot$ , наибольшие значения поверхностной плотности  $\Sigma_{\text{HI}}$  составляют  $11 M_\odot \text{пк}^{-2}$ . Профиль  $\Sigma_{\text{H}_2}$  строился по данным работы [104], в которой общая масса молекулярного водорода оценена в  $6.2 \times 10^9 M_\odot$ . Области звездообразования, видимые вдоль спиральных рукавов в виде голубых областей, наблюдаются вплоть до видимой границы галактики, удаленной на  $60''$  от ее центра.

**NGC 1167** является очень яркой галактикой раннего типа S0, наклоненной на  $36^\circ$  [81] к лучу зрения и удаленной на расстояние в 67 Мпк. В диске наблюдаются туго закрученные очень слабые и тонкие спиральные ветви. Фотометрический профиль хорошо разделяется на диск и балдж. Спектр NGC 1167 показывает широкие эмиссионные линии в центре, галактика классифицируется как сейфертовская.

Кинематика галактики описана в Приложении А. Значения дисперсии скоростей вдоль большой оси сравнивались со значениями на карте дисперсий из обзора CALIFA ([97]) и показали хорошее согласие.

Профиль  $\Sigma_{\text{HI}}$  из работ [81, 94] демонстрирует максимальные значения плотности около  $2 M_\odot \text{пк}^{-2}$  в районе газового кольца на расстоянии  $60''$  от центра. При этом общее количество атомарного газа в галактике довольно велико и превышает  $10^{10} M_\odot$ . Данные о наличии молекулярного водорода были найдены из наблюдений в линии CO ([105]), поверхностная плотность в центре  $\Sigma_{\text{H}_2}(0) \approx 0.5 M_\odot \text{пк}^{-2}$ . В работе отмечается, что маловероятно наличие эмиссии в линиях CO за пределами 7.8 кпк. Общая масса  $\text{H}_2$  в галактике в 10 раз меньше чем атомарного водорода.

На изображениях SDSS не заметно сколько-нибудь протяженных голубых областей. В работе [78] по данным обзора CALIFA с помощью специального метода удалось измерить и закартографировать спиралеподобный узор с текущим звездообразованием поверхностной яркости  $\mu_r \approx 25^m/\square''$ , максимально удаленный на  $40''$  от центра. В работе также удалось совместить полученные контуры с данными H $\alpha$  и обосновать, что подобное звездообразование не является следствием слияния со спутником. Оценки темпа звездообразования для этой галактики составляет  $0.3 M_{\odot}/\text{год}$  ([78]).

**NGC 2985** регулярная спиральная галактика раннего типа Sab с несколькими рукавами и наклоном в  $37^\circ$  [11]. Во внешней части видна массивная спираль, опоясывающая галактику. Эта спираль на расстоянии  $70''$  от центра галактики формирует псевдокольцо и проявляется в виде «горба» в фотометрических данных [44, 85]. Изображение NGC 2985 отсутствует в SDSS, поэтому были использованы изображения Digitized Sky Survey (DSS) и Hubble Space Telescope (HST). По данным обзора AINUR ([196]), галактика имеет центральное газовое кольцо радиусом 50 пк.

По всему диску галактики присутствует большое количество обособленных голубых узлов звездообразования, особенно хорошо видных на изображении HST и в линии H $\alpha$  [108]. Газ распределен равномерно, величина поверхностной плотности H I равна  $4 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$  и постоянна вплоть до границы внешней спирали, после которой равномерно уменьшается. Поверхностные плотности молекулярного газа  $17 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$ , протяженность профиля составила  $90''$ .

Профили дисперсий скоростей вдоль большой оси были найдены в трех источниках [8, 11, 99]. Данные из работы [8] имеют большие ошибки. Все три профиля  $\sigma_{\text{los, maj}}$  согласуются друг с другом, за исключением особенности около  $R \approx 25''$ . Самая далекая наблюдательная точка в работе [11] расположена на расстоянии  $100''$  от центра галактики. Значения кривой вращения почти постоянны вплоть до  $250''$  и равны 240 км/с.

**NGC 3898** имеет морфологический тип SA(s)ab и большой наклон, величина оценки которого варьируется в пределах  $50^\circ - 70^\circ$  из-за сложности учета вклада яркого балджа. Диск галактики содержит слабые туго закрученные спирали. Расстояние до галактики составляет 18.9 Мпк [81].

Профили дисперсий скоростей вдоль большой оси  $\sigma_{\text{los,maj}}$  из [11, 99, 197] согласуются между собой за исключением выброса из трех точек в [99], и показывают большое значение в центре равное 250 км/с. Наиболее протяженный профиль [11] протянут до  $70''$ . Газовые кривые вращения по данным WSRT HI [81] и по H $\alpha$  [84] согласуются между собой в центральной области. Кривая вращения имеет локальный максимум на расстоянии  $100''$  от центра и локальный минимум на  $150''$ , после которого возвращается до предыдущего уровня в 250 км/с.

Поверхностная плотность атомарного водорода  $\Sigma_{\text{HI}}$  достигает максимальных значений около  $3 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$  на расстоянии  $60''$ , после чего на протяжении следующих  $100''$  остается постоянной на вдвое меньшем уровне ([81]). Профиль поверхностной плотности молекулярного водорода строится на основе CO данных из [106] (часть 1) с использованием переводного коэффициента  $X_{\text{CO}}$ , равного среднему по Галактике. Приведена оценка общей массы молекулярного водорода  $1.9 \times 10^8 M_{\odot}$ , что в 15 – 20 раз меньше суммарной массы атомарного водорода в галактике. Звздообразование в галактике хорошо трассируется H $\alpha$  наблюдениями [108, 197], которые показывают большое количество очагов рождения новых звезд, плотно расположенных по всему диску вплоть до расстояний  $70''$ , а также на далекой внешней спирали.

**NGC 4258** (M106) является близкой (7.8 Мпк) сейфертовской галактикой II типа, морфологического типа SABb, имеющей сильный наклон  $60^\circ - 70^\circ$  и большое количество особенностей в своей структуре. В центральном регионе располагается бар, пылевая полоса, несоосный внутренний диск ([198, 199]). Центральная область галактики размером  $200''$  содержит также две туго закрученные спирали, которые иногда относят к балджу [45]. Балдж тяжело отделяется от диска и иногда классифицируется как псевдобалдж [45]. Внешний диск представлен двумя ассиметричными спиралями, которые тянутся достаточно далеко (согласно [200]  $r_{25} \approx 9'$ ). NGC 4258 также известна своими аномальными протяженными рукавами, видимыми в рентгеновских полосах и выходящими из плоскости диска, которые могут быть связаны с джетами из галактического ядра [201] или с выбросами газа под действием бара [202]. Галактика также входит в скопление с 20 членами, среди которых она является самой яркой [203].

Профиль дисперсии скоростей  $\sigma_{\text{los,maj}}$ , найденный в [98], меняется мало в пределах 80-120 км/с и протянут до  $50''$ . Кривая вращения по HI из [88] позволяет

проследить только внешние области на расстоянии больше  $100''$  от центра галактики, для анализа внутреннего диска была использована кривая по СО данным из работы [90]. Полученная кривая вращения убывает после своего максимума до  $250''$ , после чего начинает опять возрастать.

Галактика содержит большое количество газа [89], оцениваемое в  $10^{11} M_{\odot}$ . Центральное значение поверхностной плотности молекулярного газа, полученного из анализа линии молекулы СО в обзоре ВІМА, превышает  $100 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$  и с увеличением расстояния до центра остается выше  $10 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$  вплоть до  $60''$ . Центральное значение  $\Sigma_{\text{HI}}$  также очень велико (около  $10 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$ ) и остается постоянным на длинном промежутке  $300'' - 500''$ . Во внутренних и внешних спиралях видны голубые области звездообразования. Также внутренняя область как целое и внешние спирали светят в ближнем и дальнем УФ ([203], данные спутника GALEX). Внутренняя область может быть разрешена в Н $\alpha$  ([204]) и содержит протяженные нерегулярные структуры.

**NGC 4725** является близкой галактикой типа Sb/SBb с классическим балджем, наблюдаемой под промежуточным углом  $44^{\circ}$  [88, 89]. Ее внутренняя структура сложна. Прежде всего, галактика содержит массивный бар, ориентированный почти вдоль большой оси. Из концов бара начинаются два спиральных рукава, которые сразу формируют кольцеобразную структуру с сильным звездообразованием внутри. Вне кольца спиральная структура становится сильно ассиметричной, продолжаясь в основном в восточном направлении в виде широкого рукава.

Профиль дисперсии скоростей  $\sigma_{\text{los,maj}}$  меняется мало и протянут до  $50''$ . Газовые кривые вращения из работ [81, 88] согласуются, представляя собой плавно растущую и убывающую кривую с максимумом на  $120''$ . В качестве оценки расстояния до галактики приводятся в основном две величины, отличающиеся в два раза. В [45, 87] и базе HYPERLEDA величина расстояния составляет около 13 Мпк (измеренное по цефеидам в [205]). В более новых работах [88, 89] расстояние выводится из данных базы NED и равно 26 Мпк.

Молекулярный водород практически не наблюдается внутри центральной части с баром, а во внешних частях следует спиральным рукавам. Профиль  $\Sigma_{\text{HI}}$  из работы [81] имеет характерный двугорбый вид, где горбы соответствуют положению внутреннего кольца и внешней спирали, приводящей к большой доле ассиметрии во втором горбе. Максимальные значения поверхностной плотности в горбах  $4 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$  и  $3 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$  соответственно. Профиль  $\Sigma_{\text{HI}}(R)$  из [89]

согласуется с профилем из [81], если учесть разницу в оценке расстояния до галактики, а также покрывает неохваченную во второй работе наблюдениями область  $< 50''$  и  $> 360''$ . В работе [89] приведен также профиль  $\Sigma_{\text{H}_2}$ , измеренный по наблюдениям  $^{12}\text{CO}(J = 2 \rightarrow 1)$  до  $200''$ . В центре поверхностная плотность молекулярного водорода равна примерно  $12 M_{\odot} \text{пк}^{-2}$ . Далее плотность быстро убывает, за исключением газового кольца на расстоянии 15 кпк от центра, в котором  $\Sigma_{\text{H}_2}$  достигает трети от максимального значения. Оценка полной массы молекулярного газа в [89] больше чем в [81] из-за разницы в оценке расстояния.

Звздообразование в NGC 4725, как видно из расположения голубых областей и наблюдений в линии  $\text{H}\alpha$  [108], происходит по всей области кольцеобразной структуры с отдельными слабыми вкраплениями на внешней спирали. ИК данные SPITZER показывают<sup>1</sup> также наличие заметного звездообразования внутри бара.

**NGC 5533** является яркой ( $M_R = -22.6^{\text{m}}$ ) галактикой типа Sab с ярко выраженным компактным балджем. Она наблюдается под углом в  $53^\circ$  [11]. В галактике присутствует одна туго закрученная спираль, на всем протяжении которой располагаются слабые голубые области звездообразования вплоть до расстояния в  $100''$  от центра галактики. Оценка расстояния до NGC 5533 составляет 54 Мпк. Существуют также свидетельства ассиметрии в структуре [81].

Звездная кривая вращения и профили дисперсии скоростей на луче зрения протянуты до  $80''$ . Величина дисперсии скоростей вдоль большой оси  $\sigma_{\text{los,maj}}$  в центре составляет около 140 км/с, далее спадая почти линейно. Газовая кривая вращения демонстрирует максимум около 280 км/с на расстоянии  $50''$  от центра галактики, после чего медленно уменьшается на всем протяжении, за исключением особенности на  $200''$ . Количество атомарного водорода в диске NGC 5533 очень велико и по оценке [81] достигает  $3 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Вплоть до  $100''$  значения поверхностной плотности  $\Sigma_{\text{HI}}$  превышают  $2 M_{\odot} \text{пк}^{-2}$ .

---

<sup>1</sup><http://www.spitzer.caltech.edu/images/2355-sig05-011-NGC-4725>



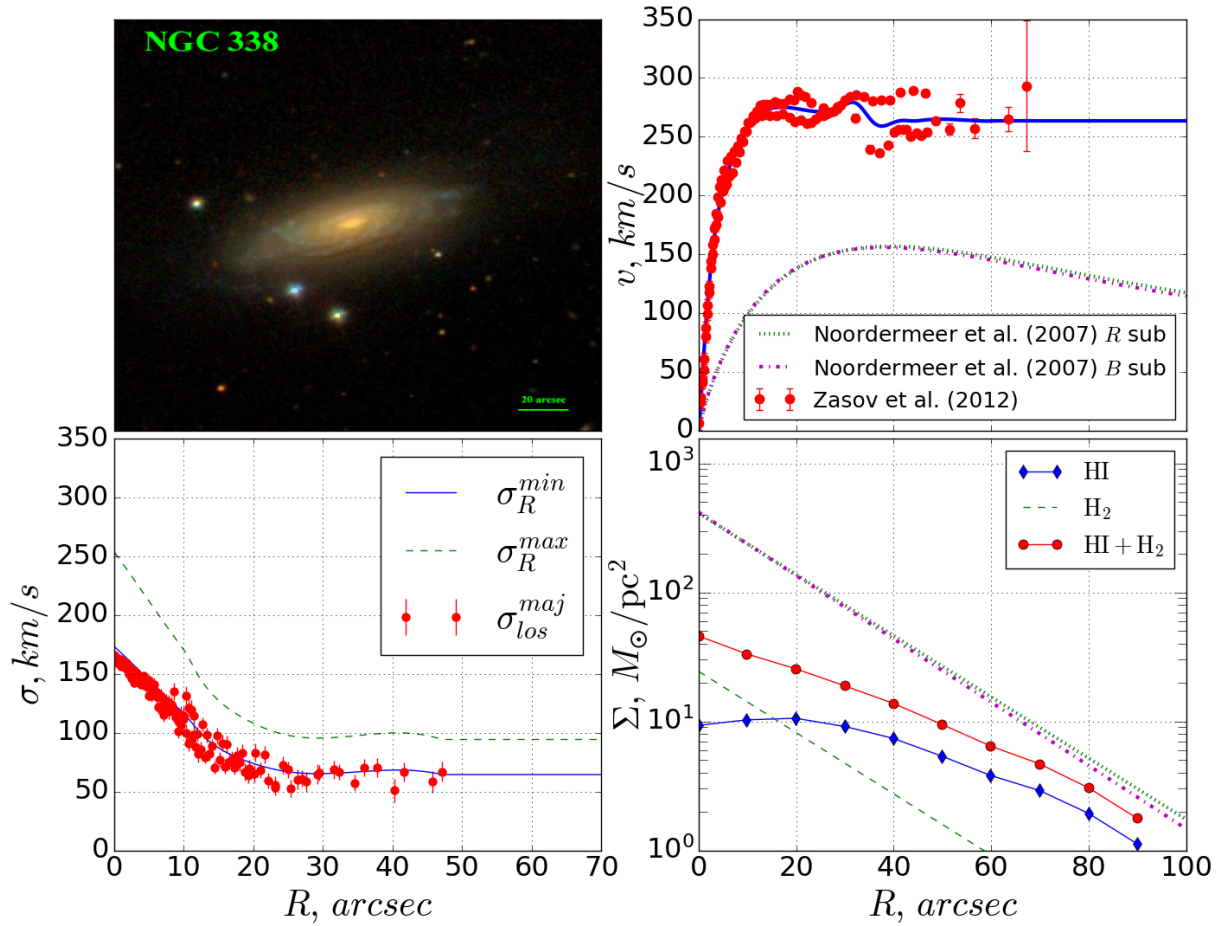


Рисунок Б.1 — Наблюдательные данные для галактики NGC 338. На левом верхнем рисунке приведено изображение из каталога SDSS, горизонтальный отрезок показывает линейный масштаб. Правый верхний рисунок — кривая вращения; точки — наблюдательные данные, сплошной линия — аппроксимация  $v_c$ , а прерывистыми — кривые вращения, соответствующие используемому звездному диску для указанных фотометрий. Внизу слева приведены профили дисперсий скоростей вдоль большой оси; точки — наблюдательные данные для  $\sigma_{\text{los,maj}}$ , верхняя прерывистая линия и нижняя сплошная линия показывают оценки (2.9) величины радиальной дисперсии  $\sigma_R$ . На нижнем правом рисунке показаны профили поверхностной плотности газа; сплошная линия с ромбами — атомарный водород, пунктиром — модельный профиль молекулярного водорода, сплошная линия с кружками — суммарная плотность газа, исправленного за наличие гелия. Поверхностная плотность звездного диска приведена так же, как и на верхнем правом рисунке.

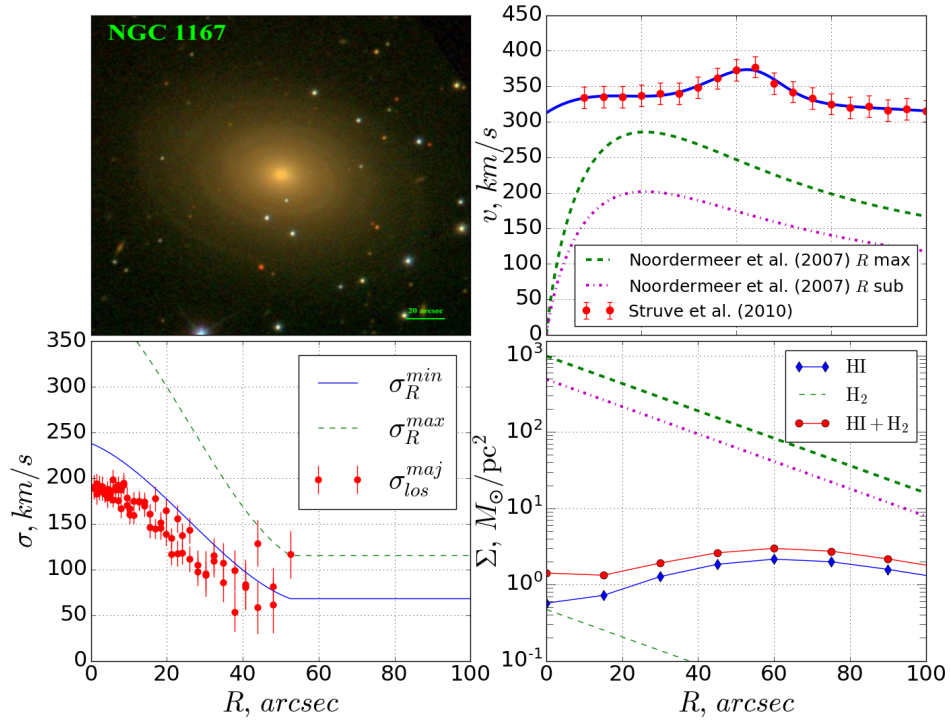


Рисунок Б.2 — То же, что и на Рис. Б.1 для галактики NGC 1167. Кривые вращения показаны до  $200''$ .

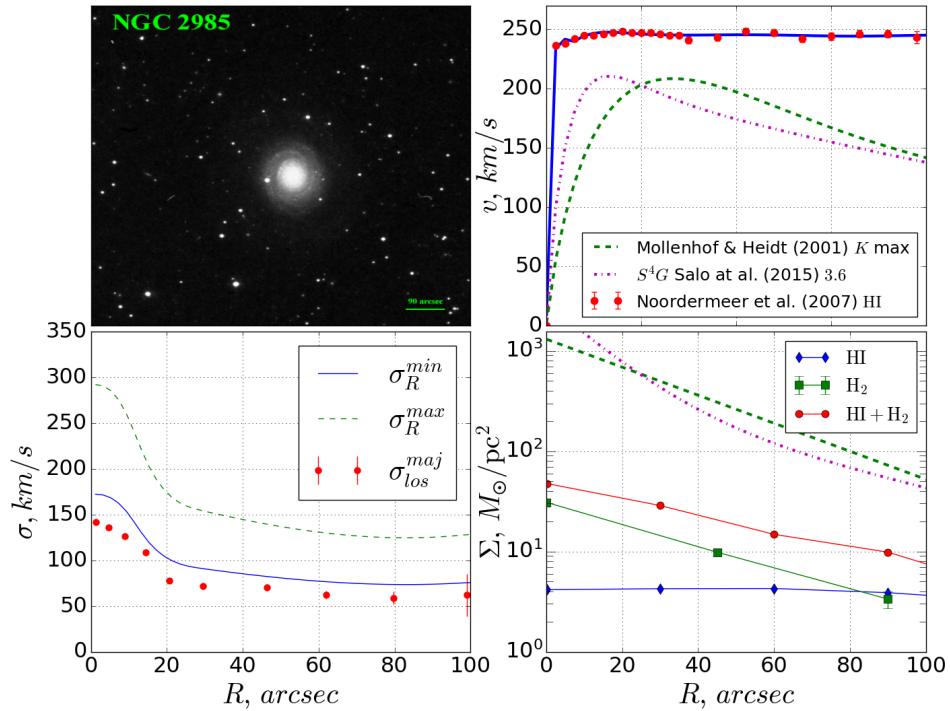


Рисунок Б.3 — То же, что и на Рис. Б.1 для галактики NGC 2985. Изображение на верхнем левом рисунке приведено из каталога DSS. На нижнем правом рисунке сплошная линия с квадратами — наблюдательные данные для молекулярного водорода; профиль  $\Sigma_{\text{H}_2}$  протянут до расстояния  $90''$ , после чего поверхностная плотность  $\text{H}_2$  полагалась равной нулю. Кривые вращения показаны до  $200''$ .

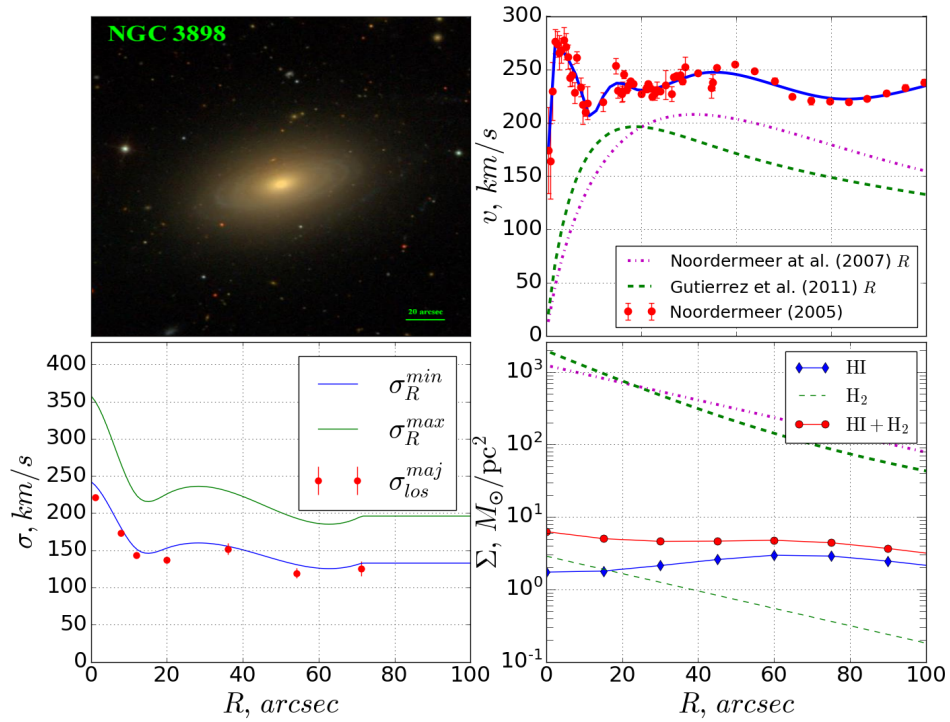


Рисунок Б.4 — То же, что и на Рис. Б.1 для галактики NGC 3898. Кривые вращения показаны до  $200''$ .

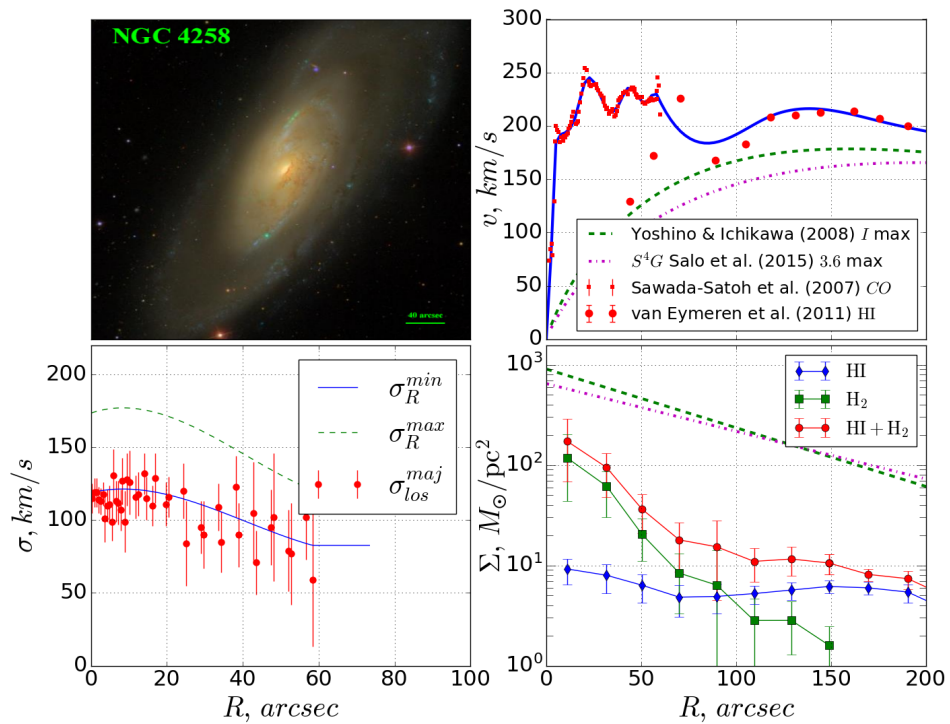


Рисунок Б.5 — То же, что и на Рис. Б.1 для галактики NGC 4258. На нижнем правом рисунке сплошная линия с квадратами — наблюдательные данные для молекулярного водорода.

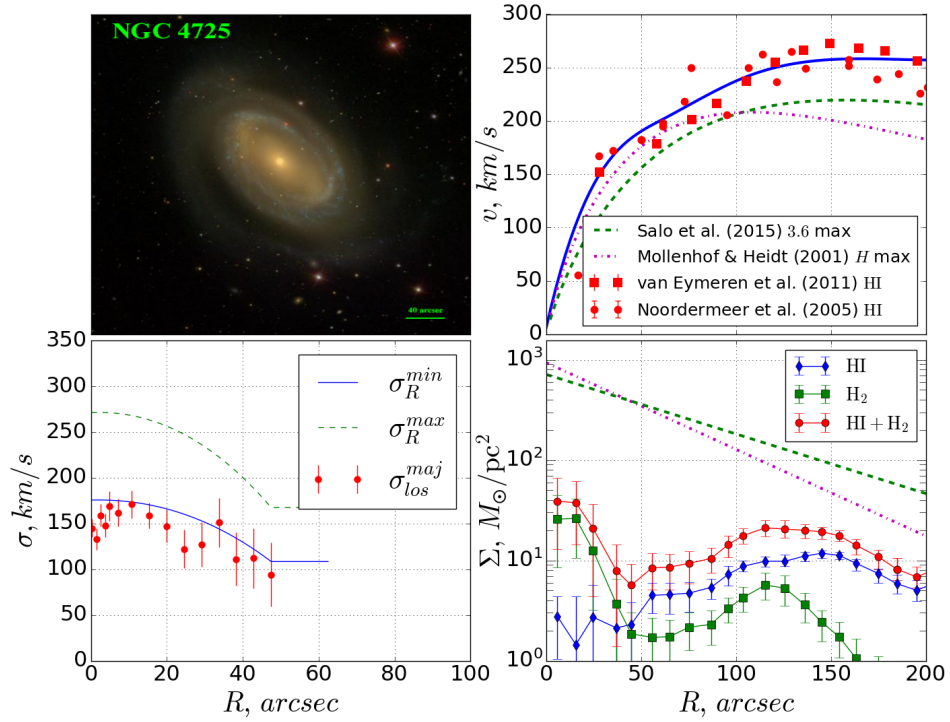


Рисунок Б.6 — То же, что и на Рис. Б.1 для галактики NGC 4725. На нижнем правом рисунке сплошная линия с квадратами — наблюдательные данные для молекулярного водорода.

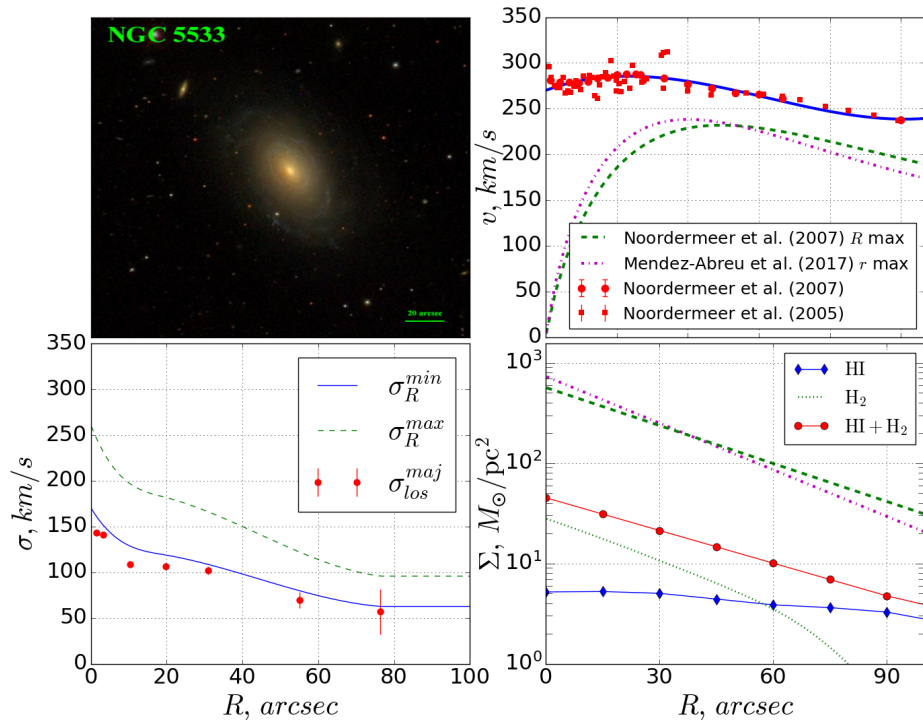


Рисунок Б.7 — То же, что и на Рис. Б.1 для галактики NGC 5533. Профиль поверхностной плотности молекулярного газа  $\Sigma_{\text{H}_2}$  обозначен прерывистыми точками, поскольку способ его восстановления отличается от других галактик. Кривые вращения показаны до  $160''$ .